THESE présentée

pour l'obtention

du

DIPLOME de DOCTEUR de 3ème CYCLE

à

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
— Paris 6 —

SPÉCIALITÉ : **SCIENCES DE L'INGÉNIEUR**
MENTION : **GÉNIE ÉLECTRIQUE ET INSTRUMENTATION**

par

Abdellatif MARRAKCHI EL FELLAH

Sujet de la Thèse : **CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU COUPLAGE D'ONDES DANS LES CRISTAUX PHOTOSENSIBLES D'OXYDE DE BISMUTH SILICIUM. APPLICATION AU TRAITEMENT OPTIQUE EN TEMPS RÉEL.**

soutenue le 13 octobre 1981 devant la Commission composée de :

Monsieur :	M.	FRANÇON	Président
Monsieur :	J.	AUVRAY	Examinateur
Monsieur :	J.P.	HUIGNARD	«
Monsieur :	M.	LIZOT	«
Monsieur :	E.	SPITZ	«

UNIV.-
BIBL.

THESE présentée

pour l'obtention

du

DIPLOME de DOCTEUR de 3ème CYCLE

à

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
— Paris 6 —

SPÉCIALITÉ : **SCIENCES DE L'INGÉNIEUR**
MENTION : **GÉNIE ÉLECTRIQUE ET INSTRUMENTATION**

par

Abdellatif MARRAKCHI EL FELLAH

Sujet de la Thèse : **CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU COUPLAGE D'ONDES DANS LES CRISTAUX PHOTOSENSIBLES D'OXYDE DE BISMUTH SILICIUM. APPLICATION AU TRAITEMENT OPTIQUE EN TEMPS RÉEL.**

soutenue le 13 octobre 1981 devant la Commission composée de :

Monsieur :	M.	FRANÇON	Président
Monsieur :	J.	AUVRAY	Examinateur
Monsieur :	J.P.	HUIGNARD	«
Monsieur :	M.	LIZOT	«
Monsieur :	E.	SPITZ	«

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547316_0010

THOMSON-CSF

L C R

Je voudrais dédier ce mémoire à mes parents en reconnaissance de leur constant soutien et de leur grand sacrifice qui ont été déterminants dans la poursuite de mes études.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur FRANÇON, de l'Université P. et M. Curie (Paris 6), pour nous avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse ainsi que pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail. Je voudrais le remercier également pour avoir su initier l'étudiant que j'étais à ce vaste domaine de l'Optique.

C'est avec toute ma gratitude et mon estime que je tiens à remercier Monsieur HUIGNARD, chef du laboratoire "Composants et Technologies Optiques" (Thomson-CSF) où, tout au long de mon séjour, j'ai pu apprécier la qualité de ses conseils, son efficacité dans nos nombreuses discussions et son amitié sincère.

Qu'il me soit permis de remercier Monsieur le Professeur AUVRAY, de l'Université P. et M. Curie (PARIS 6), pour la richesse de son enseignement et l'efficacité de son encadrement, ainsi que pour sa présence dans ce jury.

J'adresse aussi mes vifs remerciements à Monsieur LIZOT, responsable de la Division Optique à la Direction des Recherches et Etudes Techniques (D.R.E.T.), et à Monsieur SPITZ, directeur du Laboratoire Central de Recherches (Thomson-CSF), pour l'intérêt qu'ils ont porté à cette thèse et leur participation au jury.

Je tiens à remercier Monsieur GÜNTER, professeur à l'Ecole Polytechnique de ZURICH (E.T.H.) où une partie de ce travail a été effectuée, pour sa collaboration fructueuse et sa compétence qui a été grandement appréciée. Je voudrais remercier aussi Messieurs les professeurs AREND et KIND de l'E.T.H. pour leur gentillesse et leur amabilité.

THOMSON-CSF

L C R

Je tiens à témoigner ma gratitude à Mesdames LAABAN et SUIZDAK pour la dactylographie et à Madame MONTLOUIS pour le tirage de ce mémoire.

Mes remerciements vont encore aux membres des laboratoires "Composants et Technologies Optiques" et "Physique des Polymères" pour leur soutien amical et sympathique.

Enfin, que tous ceux que j'ai pu oublier trouvent ici mes sincères remerciements.

THOMSON-CSF
L C R

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU COUPLAGE D'ONDES DANS LES CRISTAUX PHOTOSENSIBLES D'OXYDE DE BISMUTH SILICIUM. APPLICATION AU TRAITEMENT OPTIQUE EN TEMPS REEL

INTRODUCTION GENERALE SUR LES CRISTAUX PHOTOREFRACTIFS

A - PREMIERE PARTIE :

Diffraction en temps réel par un réseau de phase photoinduit dans un cristal Bi_{12} Si O_{20}

I - INTRODUCTION A LA DIFFRACTION

II - CARACTERISATION DU MATERIAU Bi_{12} Si O_{20}

II.1. Photoconduction et influence de l'illumination incidente
II.2. Caractéristiques optiques du cristal

III - PROCESSUS DE TRANSPORT DES CHARGES PHOTOEXCITEES

III.1. Champ de charge d'espace sous illumination holographique
III.2. Modulation de l'indice de réfraction par effet électro-optique.
III.3. Relaxation sous éclairement uniforme ou dans l'obscurité

IV - RENDEMENT DE DIFFRACTION ET REFLECTIVITE DU FRONT D'ONDE CONJUGUE

IV.1. Formules de diffraction par une structure de phase
IV.2. Mixage quatre-ondes et réflectivité du front d'onde conjugué.
IV.3. Optimisation de l'intensité diffractée.

V - APPLICATION AU CONTROLE NON DESTRUCTIF EN TEMPS REEL

V.1. Interférométrie par moyenne dans le temps
V.2. Description et analyse du montage expérimental
V.3. Résultats expérimentaux : visualisation des modes de vibration d'une structure diffuse.
V.4. Réduction de la granularité laser dans les images diffractées.

VI - CONCLUSION

B - DEUXIEME PARTIE

Transfert d'énergie par couplage d'ondes dans un cristal Bi_{12} Si O_{20} à réponse non locale

I - INTRODUCTION AU TRANSFERT D'ENERGIE

II - MODELE THEORIQUE DU COUPLAGE DEUX ONDES

II.1. Approche du phénomène d'auto-diffraction
II.2. Influence de l'orientation cristallographique
II.3. Modèle théorique de KUKHTAREV et al.

III - PARAMETRES D'OPTIMISATION DU COUPLAGE D'ONDE

III.1. Description du montage expérimental
III.2. Influence du taux de modulation des franges
III.3. Etude expérimentale sous champ électrique appliqué
III.4. Bande passante en fréquences spatiales
III.5. Influence de l'intensité incidente
III.6. Constantes de temps du transfert d'énergie.

IV - AMPLIFICATION EN MIXAGE DEUX ONDES

IV.1. Résolution des équations d'ondes couplées
IV.2. Amplitude de la modulation d'indice et gain avec déplacement des franges d'interférence
IV.3. Mesures expérimentales et influence de la vitesse de déplacement.

V - APPLICATION A L'INTERFEROMETRIE EN TEMPS REEL

V.1. Amplification d'une image complexe
V.2. Visualisation des modes de vibration d'une structure diffuse par couplage deux ondes
V.3. Propriétés de polarisation et dynamique du cristal

VI - CONCLUSION

THOMSON-CSF
LCR

INTRODUCTION GENERALE SUR LES CRISTAUX PHOTOREFRACTIFS

Depuis l'avènement des sources laser et le développement des supports photosensibles, de nouvelles applications dans le domaine de l'optique cohérente sont apparues, et en particulier l'holographie qui se caractérise par un enregistrement en amplitude et en phase d'une onde lumineuse.

Les hologrammes enregistrés dans les matériaux "classiques" ne permettent pas un fonctionnement en temps réel. Un grand intérêt est donc porté actuellement aux cristaux photoréfractifs, dont certains possèdent une sensibilité comparable à celle des plaques argentiques haute résolution. Ces supports sont classés en deux catégories :

- Les ferroélectriques tels le niobate de lithium ($LiNbO_3$), le titanate de barium ($BaTiO_3$) et le niobate de potassium ($KNbO_3$).

- Les photoconducteurs non-ferroélectriques tels l'oxyde de bismuth silicium ($Bi_{12}SiO_{20}$) et l'oxyde de bismuth germanium ($Bi_{12}GeO_{20}$) qui présentent pratiquement les mêmes caractéristiques.

Dans ces cristaux photoréfractifs, la photosensibilité, le rendement de diffraction, le transfert d'énergie et les constantes de temps à l'enregistrement, sont liés au processus de migration des charges photoexcitées dans les différents matériaux et à leur repiègeage par des centres accepteurs. Le transport de charges s'effectue :

THOMSON-CSF
LCR

- Soit par "drift" sous l'action d'un champ électrique photovoltaïque ou appliqué.
- Soit par "diffusion" isotrope des photoporteurs à champ nul.

La répartition spatiale de la densité de charges induite par un éclairement non uniforme, produit un champ de charge d'espace qui module par effet électrooptique linéaire l'indice de réfraction du cristal.

Pour la plupart des matériaux dynamiques, dans lesquels s'effectue un transport de charge, un déphasage apparaît entre le réseau d'illumination et le réseau d'indice photoinduit. Cette réponse non locale est la cause principale du transfert d'énergie entre les deux faisceaux cohérents d'enregistrement, et le couplage d'onde résultant modifie les propriétés de diffraction d'un réseau de phase.

Grâce à une bonne qualité optique, à la propriété d'être inscriptibles-effaçables sans aucun effet de fatique et à leur disponibilité en grandes dimensions, les cristaux $Bi_{12}SiO_{20}$ sont bien adaptés à l'étude de la conjugaison de phase en temps réel et du transfert d'énergie.

L'orientation cristallographique, la réponse en fréquences spatiales, les constantes de temps à l'enregistrement et le rapport signal à bruit dans l'image diffractée constituent différents paramètres à optimiser pour les applications à l'interférométrie et au traitement optique en temps réel sur support photosensible dynamique.

THOMSON-CSF

LCR

PLANCHE IA

CRISTAUX D'OXYDE DE BISMUTH SILICIUM

FRANÇAIS
REPUBLIQUE

THOMSON-CSF

L C R

A - PREMIERE PARTIE

DIFFRACTION EN TEMPS REEL PAR UN RESEAU DE PHASE PHOTOINDUIT DANS UN CRISTAL $Bi_{12} Si O_{20}$

THOMSON-CSF

L C R

I - INTRODUCTION A LA DIFFRACTION

Malgré leur bonne sensibilité dans un large domaine spectral, les matériaux argentiques "classiques" à haute résolution ne constituent pas des supports recyclables. Le traitement d'images complexes, en temps réel, nécessite un milieu dynamique présentant des cycles inscription-effacement sans effet de fatigue et des constantes de temps relativement faibles. Les cristaux Bi_{12} Si O_{20}, photoconducteurs et électro-optiques, répondent à ces exigences.

L'enregistrement du réseau holographique correspond à une modulation d'indice par un champ de charge d'espace photoinduit,qui se construit dans le volume du matériau, grâce au transport des charges et à leur repiègeage. Des paramètres d'influence sur la diffraction permettent une étude détaillée en fonction du champ électrique appliqué, du pas des strates, du rapport des faisceaux incidents et des densités de puissance optique. Certaines caractéristiques du cristal BSO, en particulier la densité des pièges et la modulation d'indice à saturation, sont déduites du modèle proposé et des mesures expérimentales.

Suite à la caractérisation physique du matériau, de nombreuses applications peuvent être envisagées dans le cadre de la conjugaison de phase par "mixage quatre ondes". L'interférométrie par moyenne dans le temps devient une technique intéressante de contrôle non destructif lorsqu'elle est appliquée à des structures diffuses, avec une visualisation en temps réel des modes de vibration.

THOMSON-CSF

L C R

II - CARACTERISATION DU MATERIAU Bi_{12} Si O_{20}

II.1. Photoconduction et influence de l'illumination incidente

Les cristaux d'oxyde de bismuth silicium Bi_{12} Si O_{20} (BSO) appartiennent à la classe 2 3. Ils sont photoconducteurs dans le domaine visible, et l'énergie du gap entre la bande de valence et la bande de conduction est de l'ordre de 3,25 eV[1]. Sous l'action d'un flux local de photons, des électrons sont générés à partir de centres photoexcitables. Ils migrent dans la bande de conduction, sous l'effet d'un champ électrique appliqué, sur une longueur moyenne de "drift", contribuant ainsi à l'apparition d'une densité de courant. Le transport de charge peut s'effectuer aussi par "diffusion" isotrope des photoporteurs. Les longueurs de migration sont données par les relations :

$$L_D = \mu \tau E_o \qquad \text{"Drift"}$$

$$L_d = \left(\frac{kT}{e} \mu \tau\right)^{1/2} \qquad \text{"diffusion"}$$

k : constante de Boltzman — μ : mobilité des charges

T : température absolue — τ : durée de vie avant repiègeage

e : charge de l'électron — E_o : champ électrique appliqué

Les centres donneurs sont les atomes de silicium qui ont une mobilité très faible, et par conséquent ne participent pas à la conduction (figure 1).

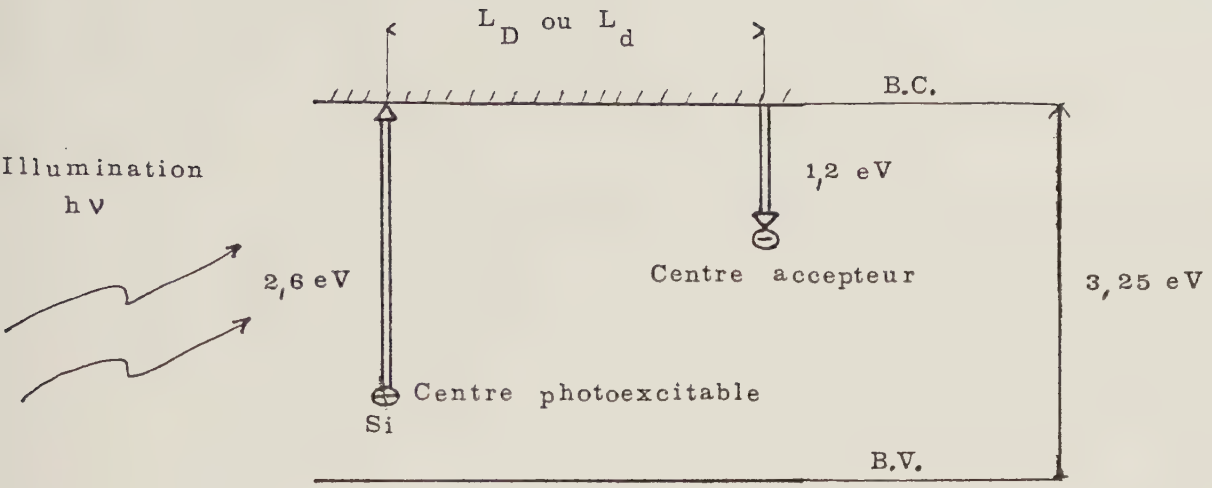


Figure 1 : diagramme d'énergie du cristal Bi_{12} Si O_{20}

Le taux de génération des charges, proportionnel au flux de photons absorbés, modifie la photoconductivité σ du cristal. La loi de variation sous éclairement uniforme s'écrit [2] :

$$\sigma = \sigma_o + U(\alpha) . I_o$$

$$U(\alpha) \simeq 10^{-8}\ \Omega^{-1}\ W^{-1}\ cm$$

α : coefficient d'absorption à la longueur d'onde utilisée.

I_o : densité de puissance optique incidente ($W.cm^{-2}$)

σ_o : conductivité du cristal dans l'obscurité.

Le mécanisme de repiègeage est lié à la présence de centres accepteurs qui sont soit des atomes constitutifs du matériau, soit des impuretés à différents niveaux d'énergie dont certains participent à la capture des électrons [3], suivant la longueur d'onde de l'illumination. La densité de courant générée dans un circuit externe sous éclairement uniforme est décrite par la relation :

$$J = [\sigma_o + U(\alpha)\ I_o] E_o$$

La recombinaison des photoporteurs est linéaire. D'autre part, une étude dynamique de l'influence de la puissance incidente sur le temps de réponse du photocourant justifie l'hypothèse d'une décroissance exponentielle de la conductivité, avec une constante de temps τ égale à la durée de vie moyenne des charges photoexcitées :

$$\sigma = \sigma_o + \Delta\sigma$$

$$\Delta\sigma = U(\alpha)\ I_o \left[1 - \exp\left(-t/\tau\right)\right]$$

Pour un monocristal BSO, les valeurs numériques publiées ou déduites de mesures expérimentales sont résumées dans le tableau suivant [4] :

α (λ_o = 514 nm)	1,3 à 2 cm^{-1}
σ (I_o en $W.cm^{-2}$)	$(1{,}6.10^{-15} + 7{,}3.10^{-8} I_o)\ \Omega^{-1}cm^{-1}$
$\mu\tau$	1,4 10^{-7} $cm^2\ V^{-1}$
L_D (E_o = 6 $kV.cm^{-1}$)	8,4 µm
L_d	0,6 µm

II.2. Caractéristiques optiques du cristal

Les cristaux utilisés dans les expériences holographiques sont taillés suivant les faces $(\bar{1}10)$, (001) et (110). Sans contrainte extérieure, les propriétés du BSO sont isotropes, et en particulier, l'indice de réfraction n_o est le même quelle que soit la direction de propagation du faisceau lumineux. Sous champ électrique appliqué, l'effet électrooptique linéaire est dû à certaines composantes non nulles du tenseur des coefficients électrooptiques.

$$(R_{ij}) = \begin{bmatrix} . & . & . \\ . & . & . \\ . & . & . \\ r_{41} & . & . \\ . & r_{52} & . \\ . & . & r_{63} \end{bmatrix}$$

$r_{41} = r_{52} = r_{63}$; les autres termes étant nuls.
Des axes de biréfringence apparaissent dans le matériau et l'ellipsoïde des indices est décrit par :

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^{3} r_{ij} \quad E_j$$

$i = 1$ à 6 et $E_j = E_x$, E_y ou E_z

Selon que le champ E_o est appliqué sur les faces (110) ou (001), deux configurations électrooptiques transverses sont obtenues (figure 2).

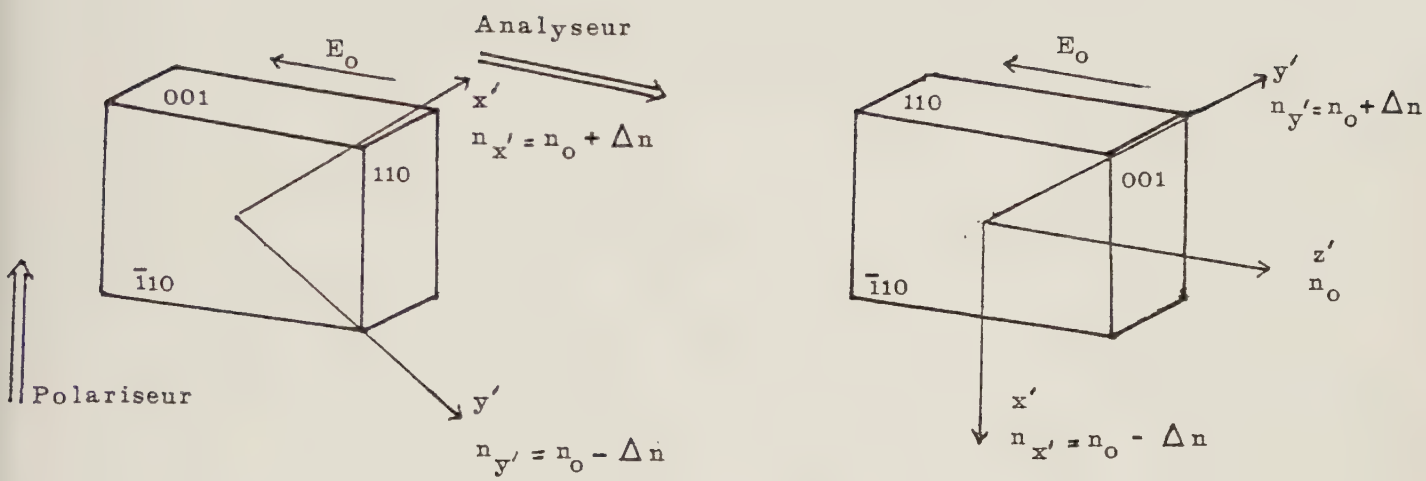


Figure 2 : Configurations électrooptiques transverses et axes principaux de biréfringence (x',y'). Illustration de la modulation de phase d'une onde optique.

Une onde électromagnétique, de vecteur d'onde perpendiculaire à la face d'entrée et polarisée verticalement, subit un déphasage $\Delta\phi$, après traversée du cristal (5)

$$\Delta\phi_1 = \frac{2\,\Pi\, n_o^3\, r_{41}\, V}{\lambda_o} \qquad \text{si } E_o \perp (110)$$

$$\Delta\phi_2 = \frac{\Pi\, n_o^3\, r_{41}\, V}{\lambda_o} \qquad \text{si } E_o \perp (001)$$

V est la tension appliquée.

La valeur de la tension (V_Π) qui donne une extinction ($\Delta\phi = \Pi$), lorsque le matériau est placé entre polariseur et analyseur croisés, est définie par :

$$V_{\Pi_1} = \frac{\lambda_o}{2\, n_o^3\, r_{41}}$$

$$V_{\Pi_2} = \frac{\lambda_o}{n_o^3\, r_{41}}$$

Le coefficient d'absorption α peut varier d'un échantillon à l'autre à cause des traces d'impuretés présentes pendant la croissance, mais en moyenne il suit la courbe de la figure 3. Celle-ci montre que le BSO est bien adapté aux applications envisagées dans le visible.
Pour la longueur d'onde généralement utilisée (λ_o = 514 nm), α est compris entre 1,3 et 2 cm^{-1}.
Une autre propriété importante est le pouvoir rotatoire (ρ_o) relativement élevé. L'activité optique traduit la rotation que subit une polarisation incidente rectiligne après traversée d'une certaine épaisseur du matériau.

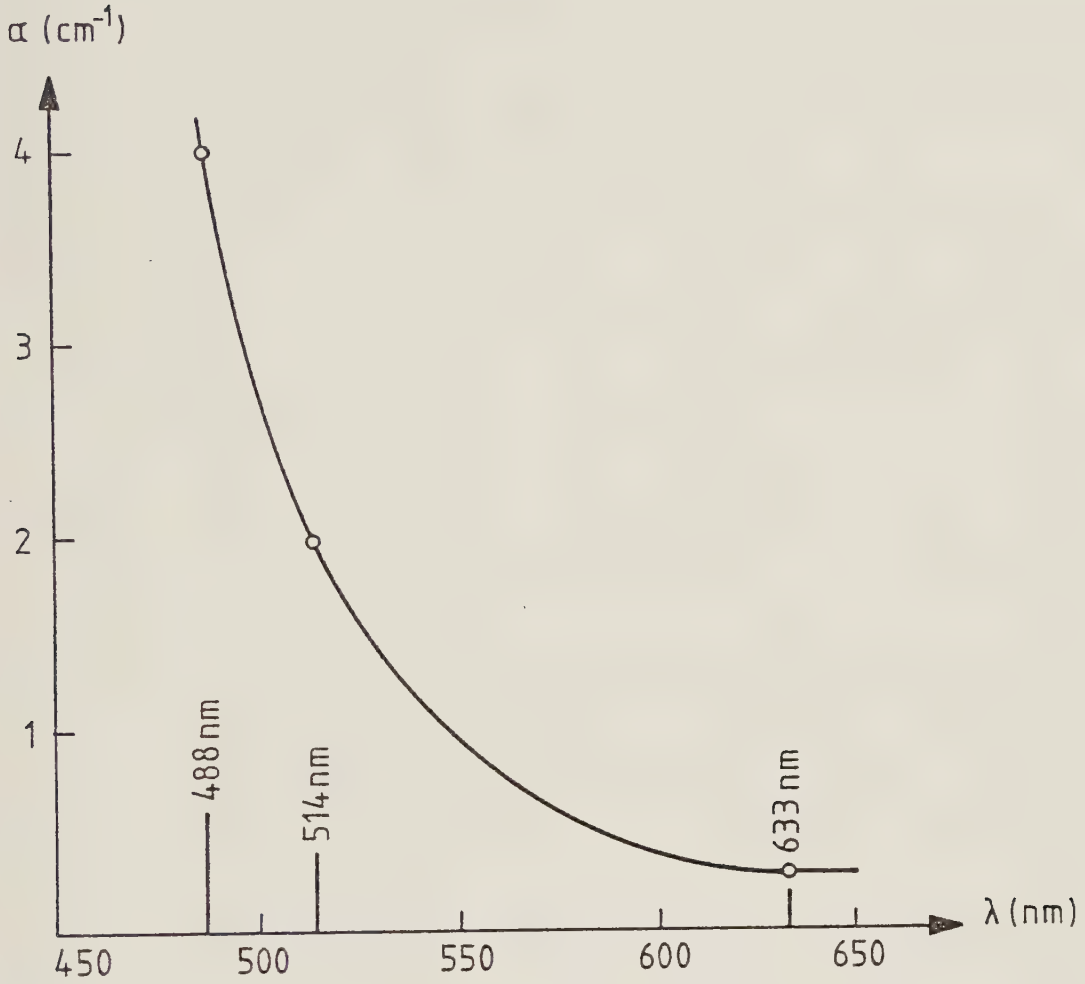


Figure 3 - Spectre d'absorption d'un cristal Bi_{12} Si O_{20} non dopé

Les valeurs numériques des différentes caractéristiques électrooptiques sont résumées dans le tableau suivant, pour la longueur d'onde λ_o = 514 nm d'un laser argon :

n_o	2,617
r_{41}	$3,4.\ 10^{-10}$ cm.V^{-1}
$V_{\Pi 1}$	3900 V
ρ_o	38° mm^{-1}

La présence simultanée, dans les cristaux BSO, de l'effet photoconducteur et électrooptique linéaire permet l'enregistrement d'hologrammes de phase : L'éclairement non uniforme des franges d'interférence génère une répartition spatiale de photoporteurs et induit un champ de charge d'espace qui module par effet électrooptique l'indice de réfraction du matériau. Dans la suite, les mécanismes d'inscription-effacement sont analysés de façon plus détaillée.

III - PROCESSUS DE TRANSPORT DES CHARGES PHOTOEXCITEES

III.1. Champ de charge d'espace sous illumination holographique

Deux ondes planes, interfèrant au niveau du cristal, donnent une répartition spatiale en intensité (figure 4) :

$$I_T(x) = I_o (1 + m \cos Kx)$$

$I_o = I_S + I_R$ Intensité totale incidente

$$m = \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta}$$ Taux de modulation des franges

$$\beta = \frac{I_S}{I_R}$$ Rapport des faisceaux d'enregistrement

$$\Lambda = \frac{\lambda_o}{2 \sin \theta_o}$$ Pas du réseau d'illumination

$2\theta_o$ angle entre les deux ondes à l'extérieur du cristal.

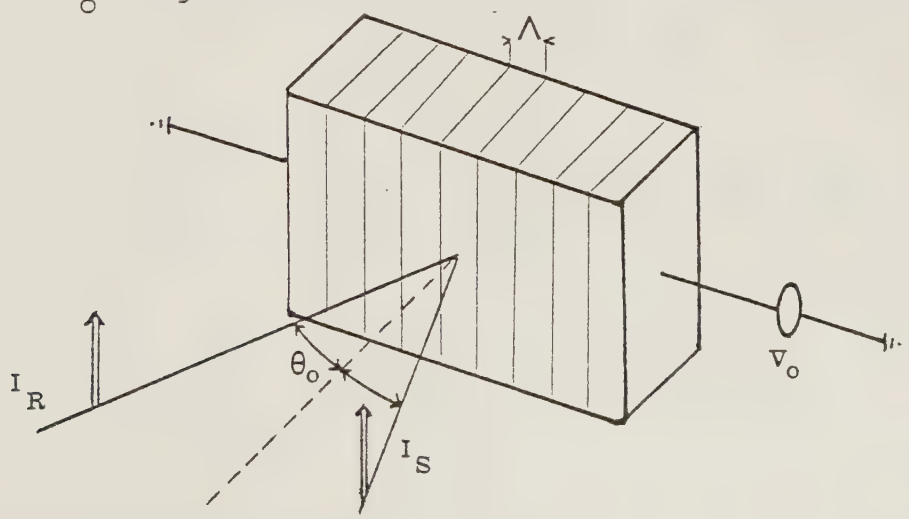


Figure 4 : Enregistrement d'un réseau de phase dans le volume du support photosensible.

La densité d'électrons libres n(x,t) qui participent au photocourant J(x,t), dans la bande de conduction, et le champ de charge d'espace $E_{sc}(x,t)$ photo-induit, se déduisent des relations aux dérivées partielles[6] :

$$J(x,t) = e D \frac{\partial n}{\partial x} + e \mu n (E_{sc} + E_o) + J_{Ph}$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = g(x) - \frac{n - n_D}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial J}{\partial x}$$

$$E_{sc}(x,t) = - \frac{1}{\varepsilon} \int_o^t J(x,t) \, dt$$

$D = \frac{\mu k T}{e}$ Coefficient de diffusion

$g(x) = g_o \frac{I_T(x)}{I_o}$ Taux de génération des photoporteurs

$$g_o = \frac{\xi \alpha I_o}{h \nu_o}$$

n_D est la concentration d'électrons libres dans l'obscurité, ξ l'efficacité quantique, et $h\nu_o$ le quantum d'énergie. Le BSO étant un matériau sans effet photovoltaïque ($J_{Ph} = 0$), et de conductivité dans le noir plus faible que celle sous illumination ($\sigma_o << \sigma_p$), la résolution du système d'équations précédent, détaillée par L. YOUNG et al dans la référence [7], donne l'expression du champ de charge d'espace au début de l'enregistrement :

- par "diffusion" $E_o = 0$

$$E_{sc} = \frac{e}{\varepsilon} \frac{m \alpha \xi I_o t^o}{h \nu_o} \frac{K^2 L_d^2}{1 + K^2 L_d^2} \sin Kx$$

- par "drift" $E_o \neq 0$

$$E_{sc} = \frac{e}{\varepsilon} \frac{m \alpha \xi I_o t}{h \nu_o} \frac{L_D}{(1 + K^2 L_D^2)^{1/2}} \cos (kx + \psi)$$

$\varepsilon = \varepsilon_o \varepsilon_r$ est la constante diélectrique statique ($\varepsilon_r \simeq 56$).

La relation suivante, déduite du modèle de KUKHTAREV[8] décrit de manière plus complète le champ E_{sc} à saturation, à la fois par "diffusion" et par "drift" :

$$E_{sc} = \frac{\sqrt{\beta}}{1 + \beta} E_T \frac{\left[1 + (E_o/E_T)^2\right]^{1/2}}{\left[(1 + E_T/E_q)^2 + (E_o/E_q)^2\right]^{1/2}} \cos (Kx + \psi)$$

ψ est le déphasage entre le réseau d'illumination et le réseau d'indice photoinduit. Il traduit la réponse non-locale du matériau, et sa valeur dépend de la nature du support photosensible et de son orientation cristallographique[9].

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1 + E_T/E_q + E_o^2/E_T E_q}{E_o/E_T}$$

$E_T = 2\Pi kT/e\Lambda$ est le champ de "diffusion" et $E_q = eN_A \Lambda/2\Pi\varepsilon$ l'amplitude maximale du champ de charge d'espace photoinduit. Il correspond à la séparation de toutes les charges positives et négatives par une période du réseau. N_A est la concentration des pièges. L'équation précédente, entre le déphasage ψ et les différents champs électriques, confirme que la variation d'indice est proportionnelle au gradient d'illumination lorsque $E_o = 0$ ($\psi = \Pi/2$).

III.2. Modulation de l'indice de réfraction par effet électrooptique

Dans les expériences de diffraction par un réseau de phase, le plan d'incidence des faisceaux d'enregistrement est perpendiculaire à la face $(\bar{1}10)$ du cristal BSO et le champ électrique à la face (110). Dans ce cas, la configuration est dite électrooptique transverse. Le champ de charge d'espace E_{sc} module par effet électrooptique linéaire l'indice de

réfraction du milieu (effet POCKELS), et fait apparaître une biréfringence suivant les deux axes principaux x' et y' (figure 5).

La modulation d'indice Δn pour une direction donnée est calculée à partir de la relation ;

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^{3} r_{ij} E_j$$

$i = 1$ à 6 et $E_j = E_x$, E_y ou E_z

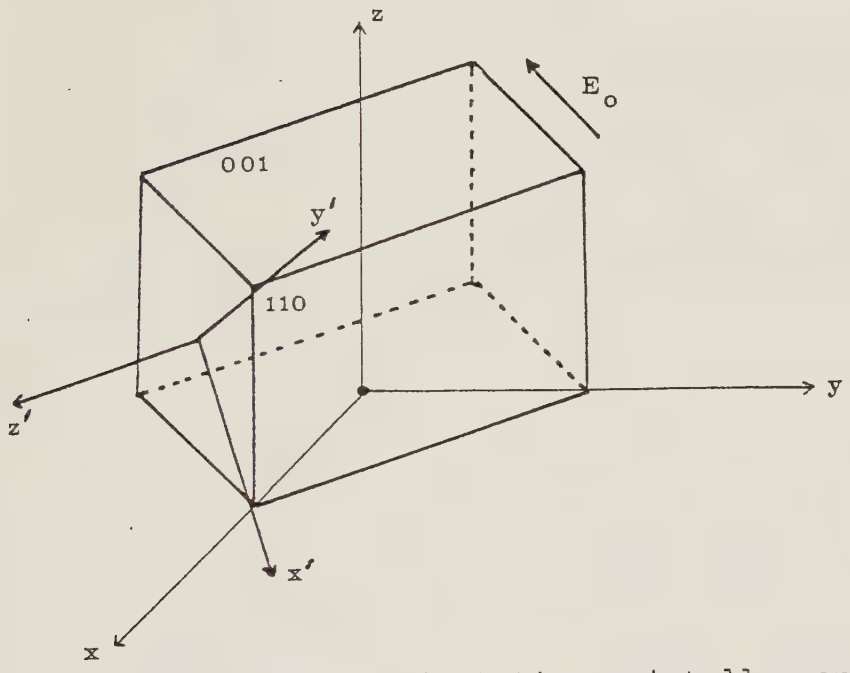


Figure 5a : Orientation cristallographique du BSO et axes principaux de biréfringence.

THOMSON-CSF

LCR

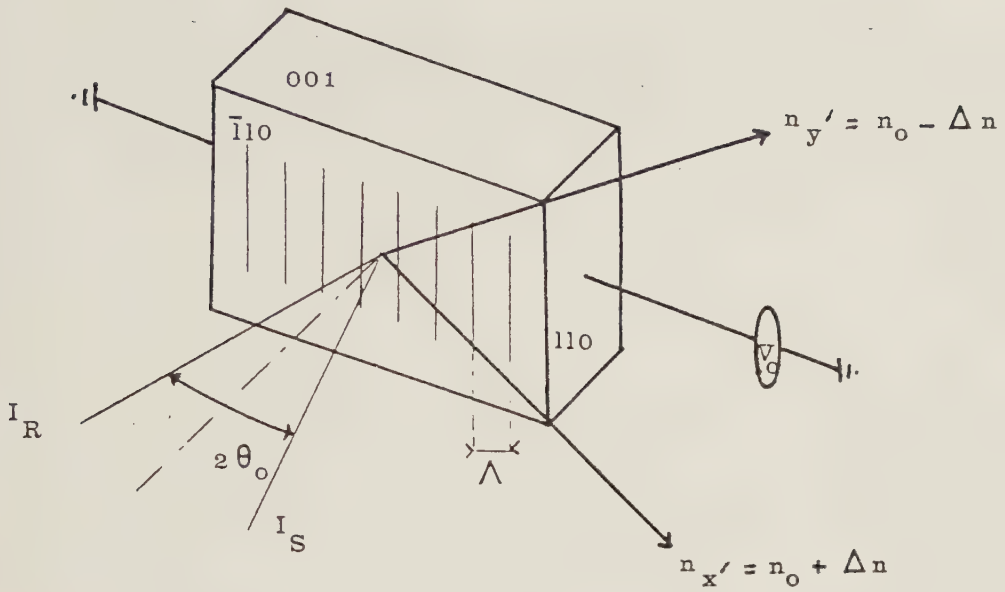


Figure 5b : Configuration électrooptique transverse

Le champ de charge d'espace, se décompose sur les axes x, y et z

$$E_x = \frac{E_{sc}}{\sqrt{2}}$$

$$E_y = \frac{E_{sc}}{\sqrt{2}}$$

$$E_z = 0$$

et l'ellipsoïde des indices se met sous la forme

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + \sqrt{2}\, r_{41}\, E_{sc}\, (yz + zx) = 1$$

Dans le repère des vecteurs propres (x', y', z'), les nouveaux indices de réfraction suivant x' et y' sont modulés par effet POCKELS :

$$n_{x'} = n_o + \Delta n$$

$$n_{y'} = n_o - \Delta n$$

$$n_{z'} = n_o$$

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_o^3 \; r_{41} \; E_{sc}$$

III.3. Relaxation sous éclairement uniforme ou dans l'obscurité

La relaxation des électrons photoexcités, par un éclairement uniforme, annule l'amplitude de la modulation du champ de charge d'espace en redistribuant de façon homogène les photoporteurs. Pour une même densité de puissance incidente et à une longueur d'onde fixée λ_o, le processus d'inscription-effacement est un cycle symétrique, sans aucun effet de fatigue (figure 6).

Les constantes de temps dépendent de la relaxation diélectrique du matériau ($\tau_o = \varepsilon / \sigma$) et du pas des franges [10].

Typiquement, pour une densité lumineuse $I_o = 15$ mW.cm^{-2}, un pas $\Lambda = 2{,}8$ µm à $\lambda_o = 514$ nm, les mesures expérimentales par "drift" ($E_o = 6$ kV.cm^{-1}) montrent que $\tau_e \simeq 100$ ms. [$\tau_e \simeq 40$ ms à $\lambda_o = 488$ nm].

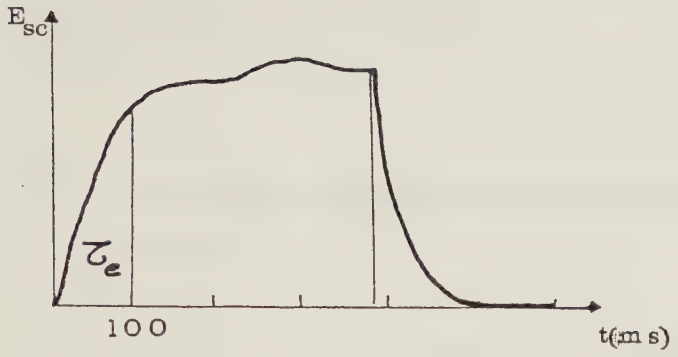


Figure 6 : Cycle inscription-effacement dans un cristal BSO. 10 x 10 x 10 mm^3. $\beta = 1$. $E_o = 6$ kV.cm^{-1}

Dans l'obscurité, le champ de charge d'espace relaxe avec la constante de temps diélectrique $\tau_o = \varepsilon/\sigma_o$ qui varie entre 20 et 30 heures.

Les valeurs expérimentales peuvent légèrement différer d'un échantillon à l'autre pour les raisons suivantes :

- Tous les cristaux ne sont pas de même qualité et contiennent plus ou moins d'impuretés qui affectent la conductivité σ et l'absorption α .

- La conductivité dans l'obscurité, déduite de la densité de courant à un champ donné, est mesurée sur des supports minces et ne tient pas compte de l'enregistrement en volume des hologrammes de phase.

- Le modèle développé dans la référence [10] ne considère que le premier ordre du développement en série de la densité des photoporteurs et du champ de charge d'espace.

IV - RENDEMENT DE DIFFRACTION ET REFLECTIVITE DU FRONT D'ONDE CONJUGUE

IV.1. Formules de diffraction par une structure de phase

La modulation sinusoïdale de l'indice de réfraction, photoinduite par effet électrooptique sous l'action de l'interférence de deux ondes planes, forme un réseau de phase épais. L'efficacité de diffraction η est définie comme le rapport de la puissance diffractée à celle transmise en l'absence d'hologramme. Dans la suite, seul le mode d'enregistrement par transmission sera considéré. Dans ce cas, les deux faisceaux, objet et référence, arrivent sur la même face du support photosensible (figure 7), et le plan des strates d'interférence contient la bissectrice de l'angle formé par les deux ondes d'enregistrement (λ_o = 514 nm). Généralement, la mesure du rendement se fait par diffraction à une longueur d'onde différente (λ_L = 633 nm).

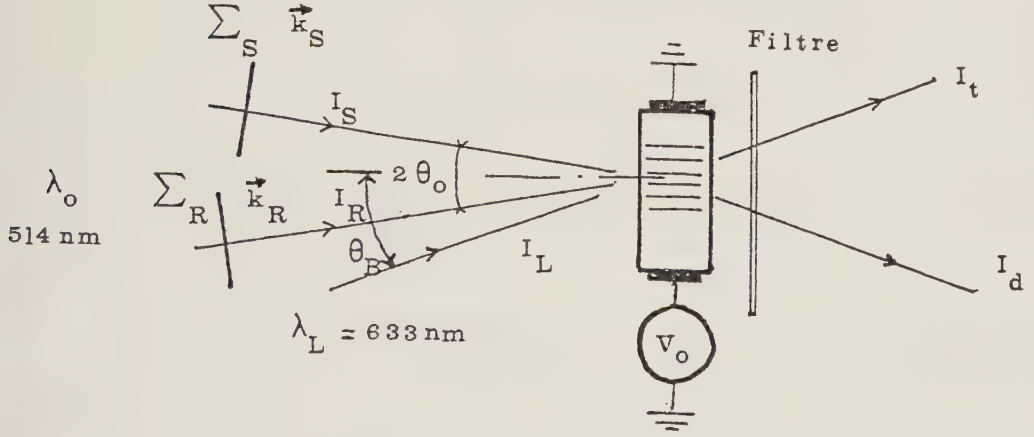


Figure 7 : Enregistrement et lecture d'un réseau de phase dans un cristal BSO.

A la restitution, les réflexions élémentaires sur chacunedes strates interceptées par le faisceau incident sont en phase et contribuent de manière constructive au rendement de diffraction, si la relation de Bragg est satisfaite :

$$\sin \theta_B = \pm \frac{\lambda_L}{2 \Lambda}$$

λ_L : longueur d'onde à la lecture

L'efficacité de diffraction se calcule à partir de la théorie des ondes couplées de KOGELNIK [11]. Sous incidence Bragg, η est donné par la relation :

$$\eta = \exp(-\alpha \ell) \sin^2 \left(\frac{\Pi \ell \ \Delta n}{\lambda_o \cos \theta} \right)$$

Soit, pour une modulation d'indice

$$\Delta n = n_o^3 \ r_{41} \ E_{sc}$$

et de faibles rendements (quelques pourcent)

$$\eta = \frac{\beta}{(1+\beta)^2} (\delta \ell \ E_T)^2 \ \frac{1 + (E_o / E_T)^2}{\left[1 + (E_T / E_q)\right]^2 + (E_o / E_q)^2} \exp(-\alpha \ell)$$

$$\delta = \frac{\Pi \ n_o^3 \ r_{41}}{\lambda_o \cos \theta}$$

Dans le cas des milieux photosensibles épais la sélectivité angulaire à l'extérieur du matériau est donnée par : (11)

$$\Delta\theta_o = \frac{n_o \Lambda}{\ell}$$

Pour un pas de franges couramment utilisé de l'ordre de 3 µm et un cristal de 2 mm d'épaisseur, la sélectivité angulaire est d'environ 4 mrd.

IV.2. Mixage quatre ondes et réflectivité du front d'onde conjugué

Le changement de longueur d'onde à la lecture n'est possible que dans le cas de réseaux élémentaires obtenus par interférence de deux ondes planes. Cette technique n'est pas applicable à la lecture d'hologrammes complexes. En effet, l'angle de Bragg est une fonction de la fréquence spatiale et il en résulte que l'image diffractée ne peut être restituée intégralement.

Afin de lire en temps réel l'hologramme pendant son enregistrement, un montage simple a été utilisé (figure 8). Le principe de cette nouvelle configuration optique (figure 8a), consiste à prélever une partie de l'onde plane Σ_R pour former un faisceau de lecture colinéaire et de sens inverse à l'onde de référence (onde conjuguée Σ_R^*). L'image diffractée se trouve dans le même plan que l'objet ; la lame semi-réfléchissante SR donne une image réelle en A' et conjuguée de A par rapport à SR (Σ_S^*).

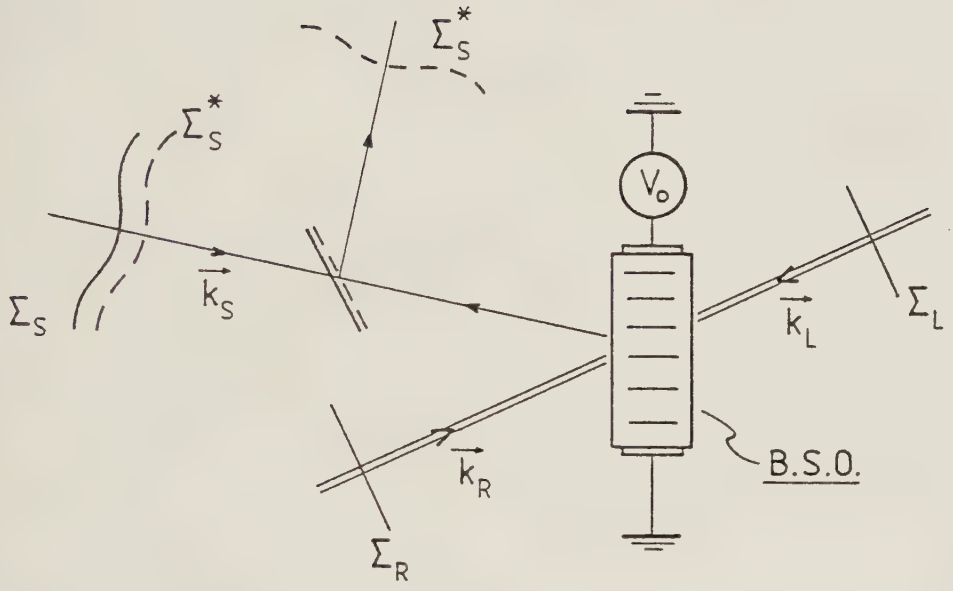


Figure 8 - Principe de la génération du front d'onde conjugué par "mixage quatre-ondes" dans les cristaux BSO.

Figure 8a

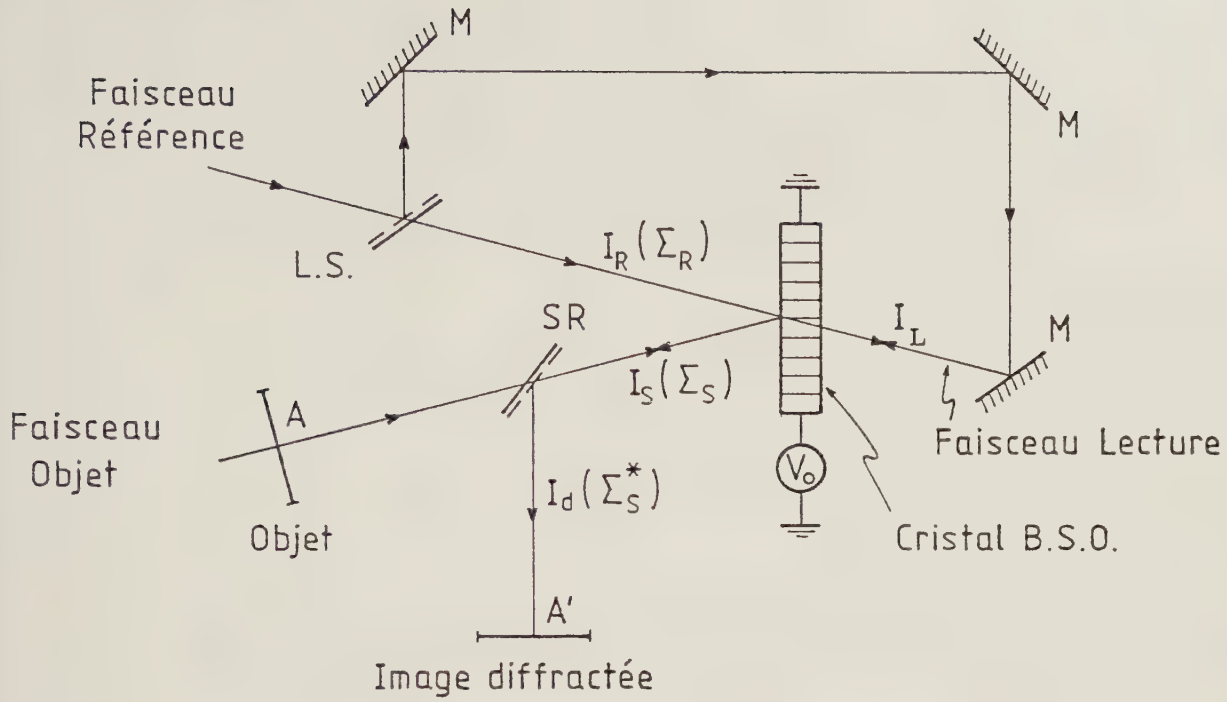
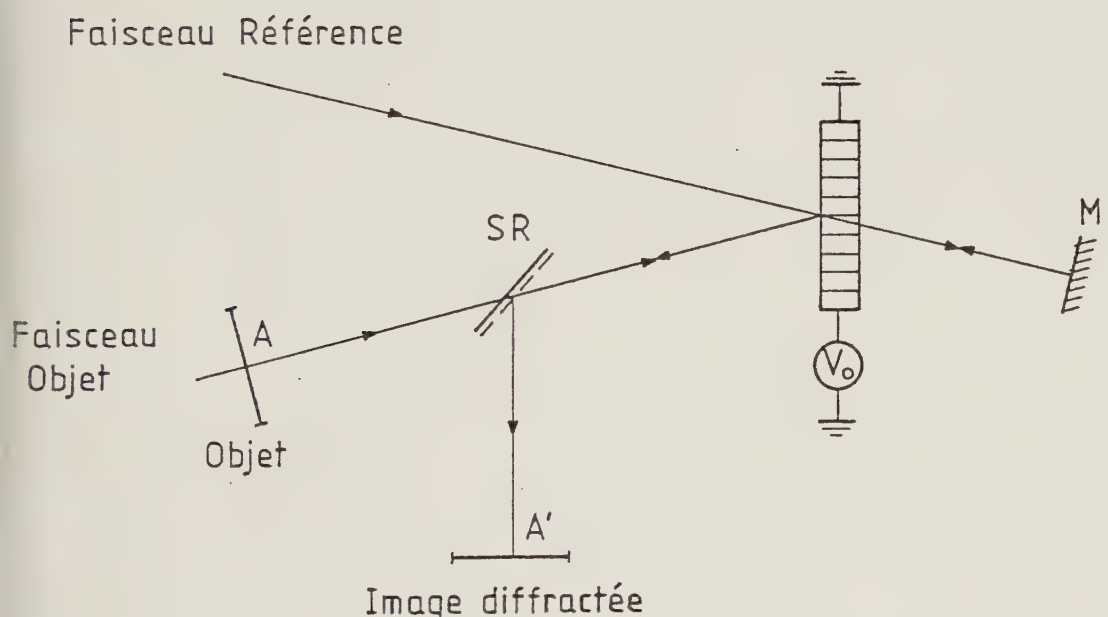


Figure 8b



Configurations optiques permettant une lecture en temps réel.

L'explication de la génération du front d'onde conjugué est donnée par le formalisme simple suivant. Le cristal BSO, détecteur quadratique, enregistre l'intensité

$$I_T = (\Sigma_R + \Sigma_S)\ (\Sigma_R + \Sigma_S)^*$$

$$I_T = |\Sigma_R|^2 + |\Sigma_S|^2 + \Sigma_R^*\ \Sigma_S + \boxed{\Sigma_R\ \Sigma_S^*}$$

Lorsqu'il est éclairé par l'onde Σ_R^* , l'information contenue dans le terme $\Sigma_R\ \Sigma_S^*$ est restituée dans la direction de l'onde objet incidente.

Le montage de principe peut être simplifié en plaçant un miroir plan perpendiculaire à la référence. La partie non absorbée par le cristal est rétroréfléchie et devient faisceau de lecture (figure 8b). Cette configuration, comme la précédente, est appelée "mixage quatre ondes" (12,13) car, dans le volume du matériau, les faisceauxréférence, objet, lecture et diffracté sont présents en permanence. Dans un tel montage, le support photosensible BSO apparait comme un miroir conjugué qui diffracte l'onde Σ_S^* de toute onde signal incidente (Σ_S).

L'interférence de Σ_R (vecteur d'onde $\vec{k}_R$) avec une composante de l'onde Σ_S ($\vec{k}_S$) inscrit dans le matériau un système de strates de vecteur d'onde spatial $\vec{K}$, satisfaisant la relation vectorielle $\vec{K} = \vec{k}_R - \vec{k}_S$. $|\vec{K}| = 2\Pi/\Lambda$.
La lecture du réseau, par le vecteur d'onde $\vec{k}_L = -\vec{k}_R$, crée un faisceau diffracté Σ_S^* ($\vec{k}_d = -\vec{k}_S$) dans la direction de l'onde objet. L'ensemble des vecteurs $\vec{k}$ s'inscrit dans un cercle de rayon $2\Pi/\lambda$. Par analogie à la diffraction acousto-optique, l'équation de conservation des moments est vérifiée sous incidence Bragg (figure 9) :

$$\vec{k}_d = \vec{K} + \vec{k}_L$$

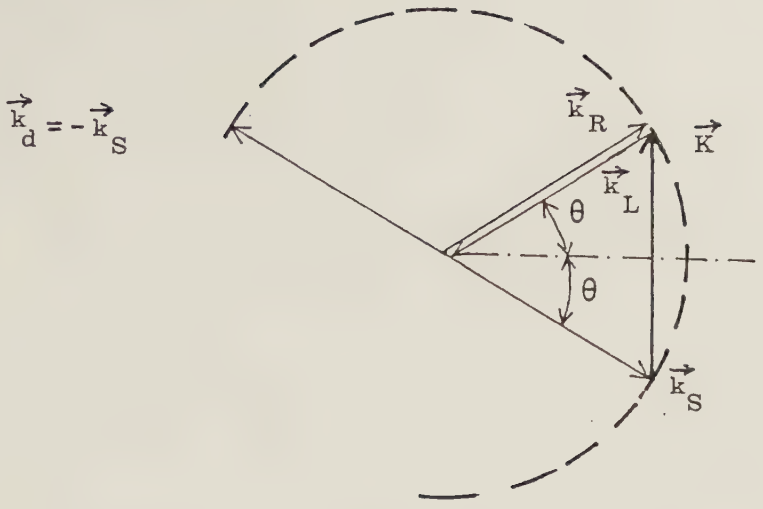


Figure 9 : Description du phénomène de diffraction Bragg par le diagramme des vecteurs d'onde.

Une variation $\Delta\theta$ autour de θ_B, décale le faisceau diffracté d'un même angle et introduit un désaccord de phase qui diminue l'intensité $|\Sigma_S^*|^2$.

La réflectivité du front d'onde conjugué est définié par le rapport de l'intensité diffractée à celle du signal au niveau du cristal.

$$\rho = \left| \frac{\Sigma_S^*}{\Sigma_S} \right|^2 \quad \text{ou} \quad \rho = \frac{I_d}{I_S}$$

Son expression se déduit d'un modèle linéaire simple lorsque le couplage d'onde et le rendement de diffraction à saturation sont faibles [14,15]. En tenant compte du faisceau de lecture dans la configuration de la figure 8b, l'intensité totale incidente s'écrit :

$$I_T = I_R + I_S + I_L + 2\sqrt{I_R I_S}\cos(Kx)$$

$$I_T = I_o\,(1 + m\cos Kx)$$

$$I_o = I_R + I_S + I_L$$

$$m = \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta + \exp(-\alpha\ell)}$$

$$\beta \doteq \frac{I_S}{I_R}$$

La réflectivité ρ est donnée par la relation [15] :

$$\rho = \frac{I_d}{I_R} \cdot \frac{I_R}{I_S}$$

$$\rho = \eta\,\frac{\exp(-\alpha\ell)}{\beta}$$

soit

$$\rho = \left[\frac{\delta\ell\, E_T \exp(-\alpha\ell)}{1 + \beta + \exp(-\alpha\ell)}\right]^2 \frac{(1 + E_o/E_T)^2}{(1 + E_T/E_q)^2 + (E_o/E_q)^2}$$

avec

$$\delta = \frac{\Pi\, n_o^{\,3}\, r_{41}}{\lambda_o \cos\theta}$$

Le champ électrique appliqué E_o sera un paramètre important pour contrôler la valeur de la réflectivité dans les milieux photoréfractifs dynamiques, tels que les cristaux d'oxyde de bismuth silicium. Par contre, l'onde de lecture diminue le taux de modulation des franges, et par conséquent, l'intensité du front d'onde conjugué.

IV.3. Optimisation de l'intensité diffractée

Les résultats expérimentaux et la comparaison avec les modèles proposés sont donnés sous forme de courbes. Les principales variables, qui définissent le rendement de diffraction et la réflectivité du front d'onde conjugué, sont les suivantes :

- taux de modulation m ou rapport des faisceaux d'enregistrement β
- fréquence spatiale Λ^{-1}
- champ électrique appliqué E_o
- densité de puissance incidente I_o
- densité de puissance de l'onde de lecture I_L
- sensibilité S^{-1}
- constantes de temps inscription-effacement.

Influence du taux de modulation m

Le champ de charge d'espace étant affecté par le contraste des franges d'interférence, et le rendement de diffraction proportionnel au carré de la modulation d'indice, la figure 10 représente la fonction $\rho(\beta^{-1})$, déduite de l'expression précédente de la réflectivité du front d'onde conjugué.

$$\rho \propto \frac{\beta^{-1}}{1 + a\,\beta^{-1}}$$

a = constante

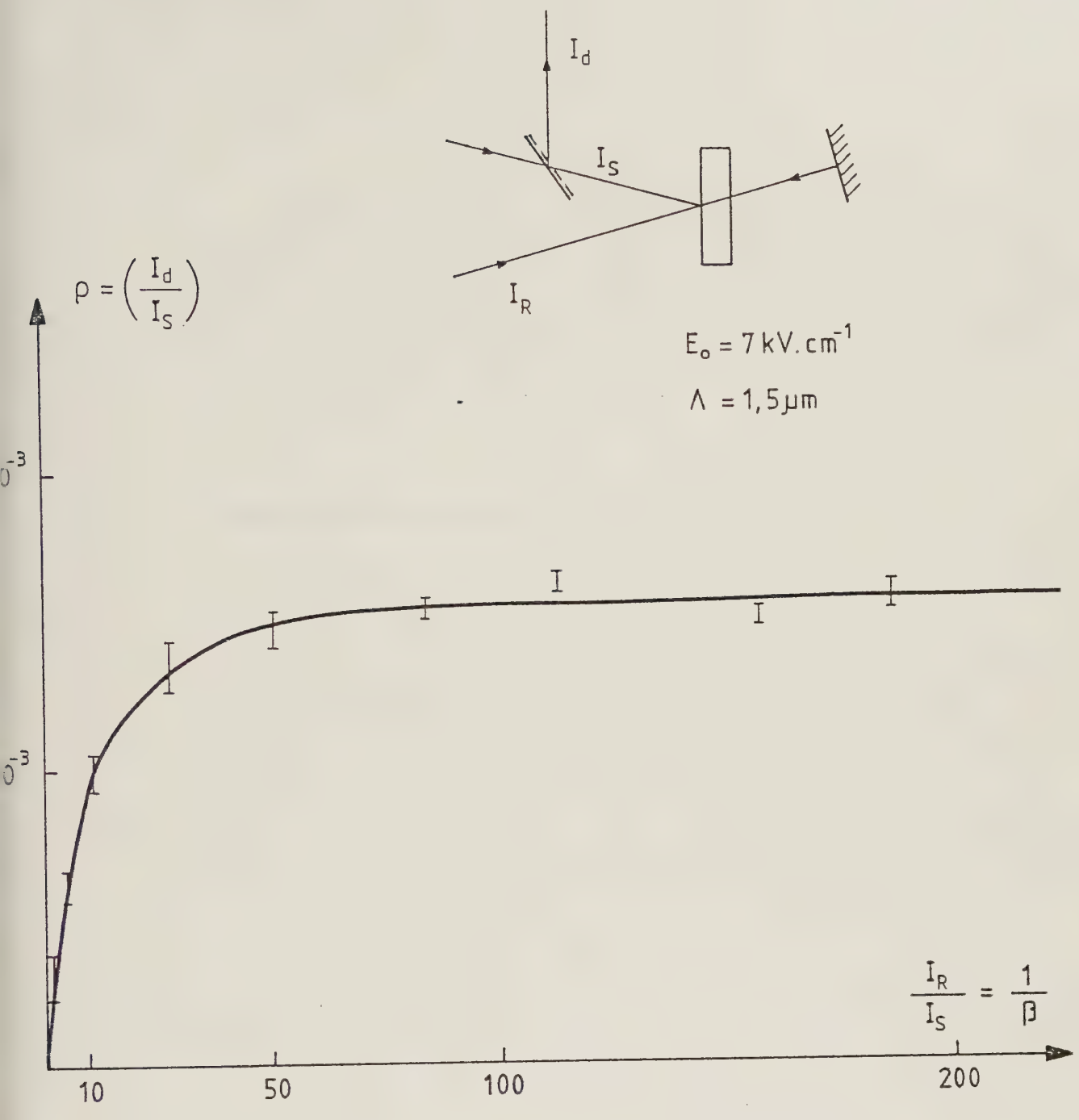


Figure 10 - Réflectivité du front d'onde conjugué ρ en fonction du rapport β^{-1}
Dimensions du cristal BSO 10 x 10 x 3,2 mm^3
I_S = 1,3 mW cm^{-2}

La réflectivité ρ atteint la saturation pour un rapport $\beta = 2.10^{-2}$ entre les faisceaux d'enregistrement. Ceci s'explique par la compensation entre la décroissance de l'intensité diffractée due à la réduction du taux de modulation et l'augmentation de la densité de puissance sur le faisceau de lecture [14].

Réponse en fréquences spatiales

L'évolution du rendement de diffraction en fonction du pas des strates ($\Lambda > 1$ µm) est illustrée par la figure 11, pour différents champs appliqués E_o. L'intensité diffractée pour $E_o = 0$ décroit lorsque le pas Λ augmente, car l'amplitude du champ de charge d'espace dépend du champ de "diffusion" qui varie suivant la relation $E_T = 2\pi kT/e\Lambda$. Pour $E_o = 2$ kVcm^{-1}, la fréquence spatiale n'influe pas sur le comportement de l'efficacité de diffraction, et pour des valeurs plus élevées, η augmente rapidement avec $E_q = e N_A \Lambda / 2\pi\varepsilon$, jusqu'à une saturation qui correspond à $\Lambda > 3$ µm. D'après la théorie de KUKHTAREV et al [8], la concentration des pièges, déduite de l'expression du champ E_q et du réseau de courbes de la figure précédente, est égale à $N_A = 10^{16}$ cm^{-3} ($E_q = 21$ kVcm^{-1} à $\Lambda = 3$ µm). La modulation d'indice à saturation est de l'ordre de $\Delta n_s \simeq 10^{-5}$ ($E_T = 0{,}16\ \Lambda^{-1}$ Vcm^{-1})

La figure 12 montre la dépendance, avec la fréquence spatiale Λ^{-1}, de la réflectivité du front d'onde conjugué, qui est proportionnelle au rendement de diffraction [15].

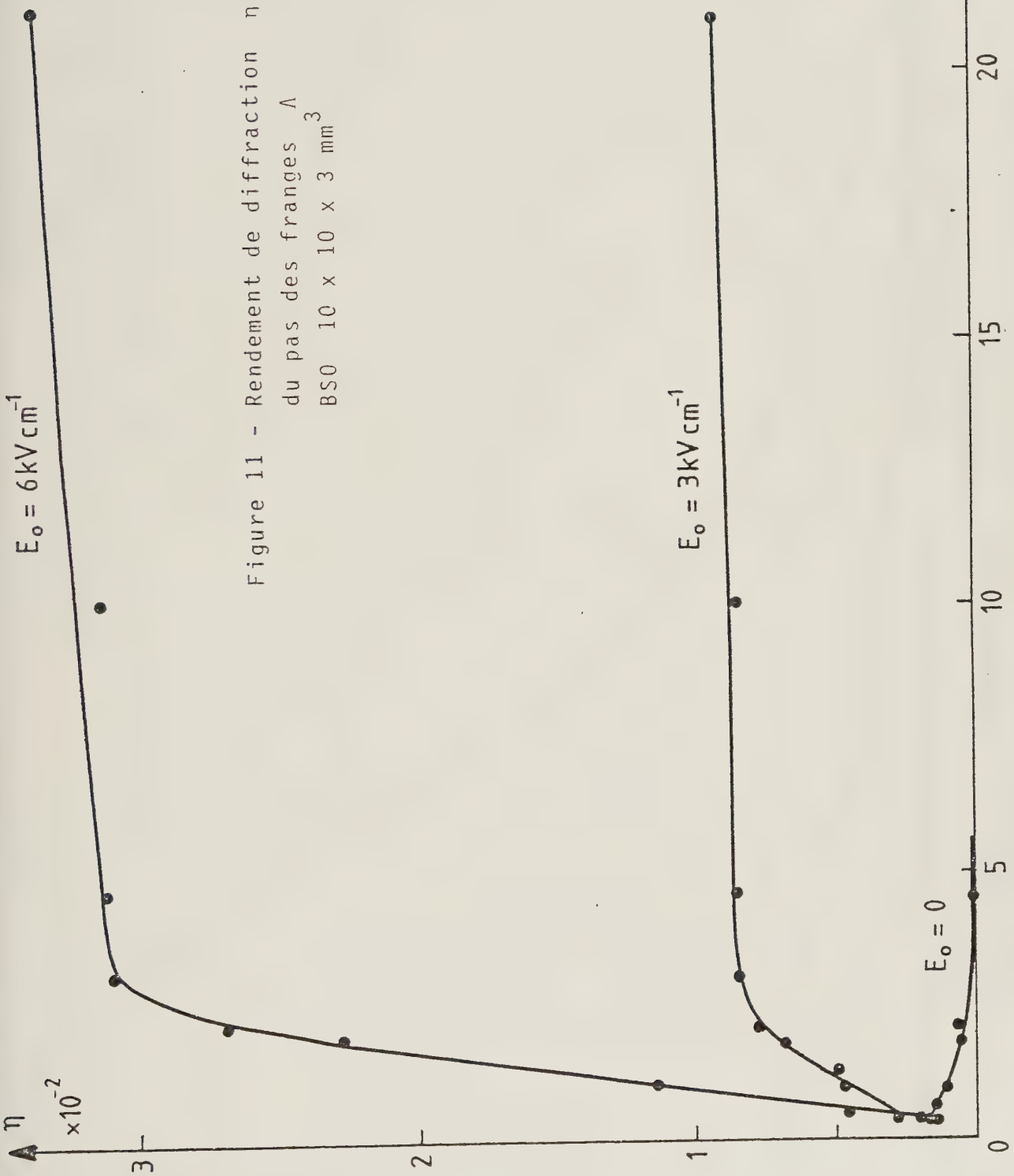


Figure 11 - Rendement de diffraction η en fonction du pas des franges Λ
BSO 10 x 10 x 3 mm^3

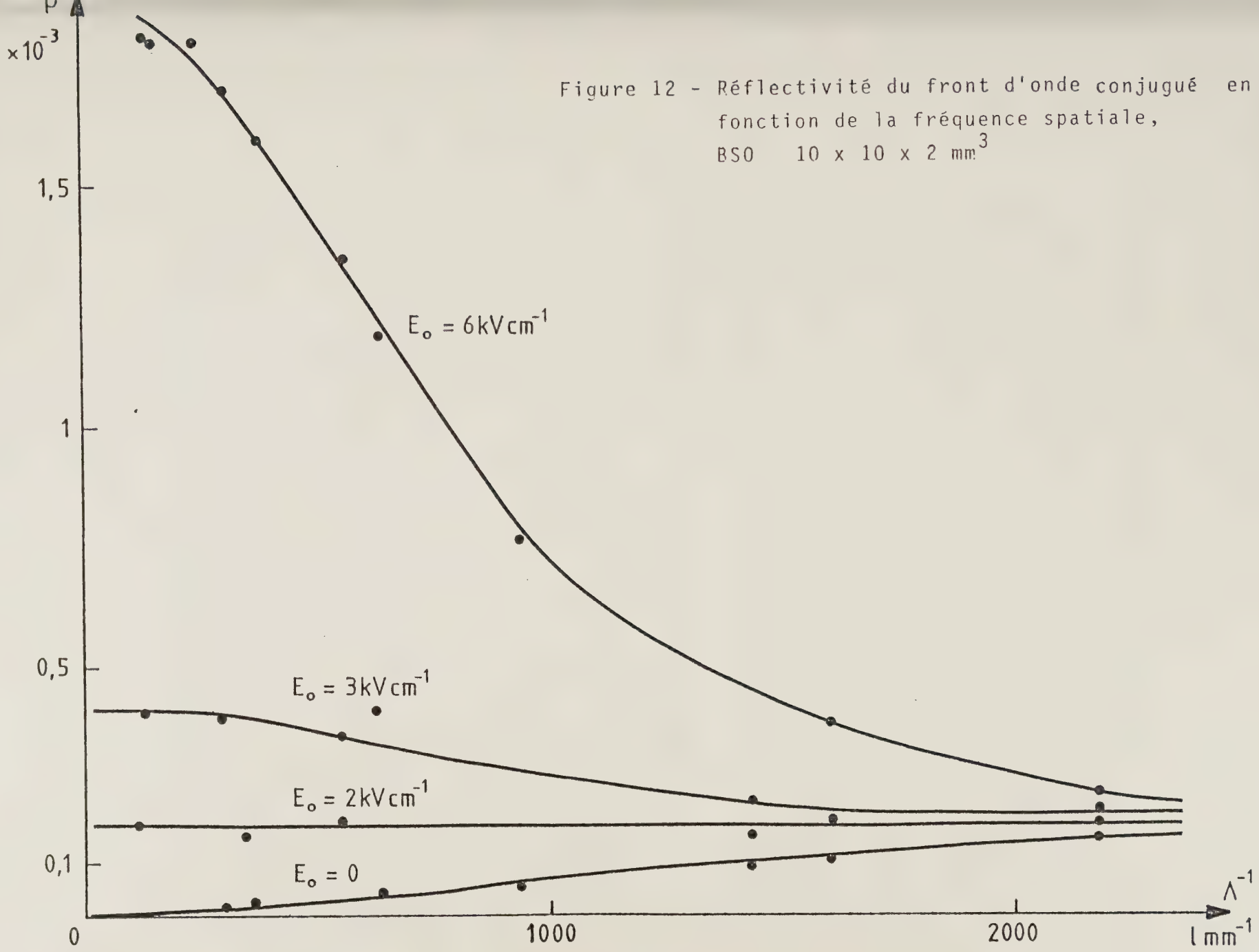


Figure 12 - Réflectivité du front d'onde conjugué en fonction de la fréquence spatiale, BSO 10 x 10 x 2 mm^3

Réflectivité sous champ électrique appliqué

Par "drift", la photoconduction est la principale cause de l'établissement du champ de charge d'espace dans les cristaux BSO. Le rendement de diffraction et la réflectivité sont symétriques autour de $E_o = 0$. Pour des pas de franges $\Lambda \geqslant 3$ µm, l'intensité diffractée à saturation varie comme le carré du champ électrique appliqué, la modulation d'indice étant une fonction linéaire de E_o (figure 13). Théoriquement, un palier devrait être atteint pour des champs relativement grands ($E_o \simeq E_q$), puisque dans ce cas tous les pièges sont occupés, et le transport de charges correspondant est égal au pas du réseau.

Influence de la densité de puissance incidente

La densité des photoporteurs générés est fonction de l'intensité lumineuse incidente I_o et le rendement de diffraction, qui leur est relié par l'intermédiaire du contraste des franges et du taux de génération, en dépend aussi. Les courbes de la figure 14 donnent l'allure de l'efficacité $\eta(I_s)$ d'un cristal BSO de 1 cm^3 ($\beta = 1$). Pour des intensités faibles ($I_s < 100 \mu W.cm^{-2}$), η augmente linéairement avec I_s car le nombre des centres accepteurs et des charges photo-excitées mis en jeu dans le processus d'enregistrement n'a pas encore atteint sa valeur maximale. η devient indépendant de I_s dès que $I_s \geqslant 300\ \mu W cm^{-2}$, à cause de la saturation de la modulation d'indice par les densités de pièges et d'électrons qui participent à l'établissement du champ de charge d'espace.

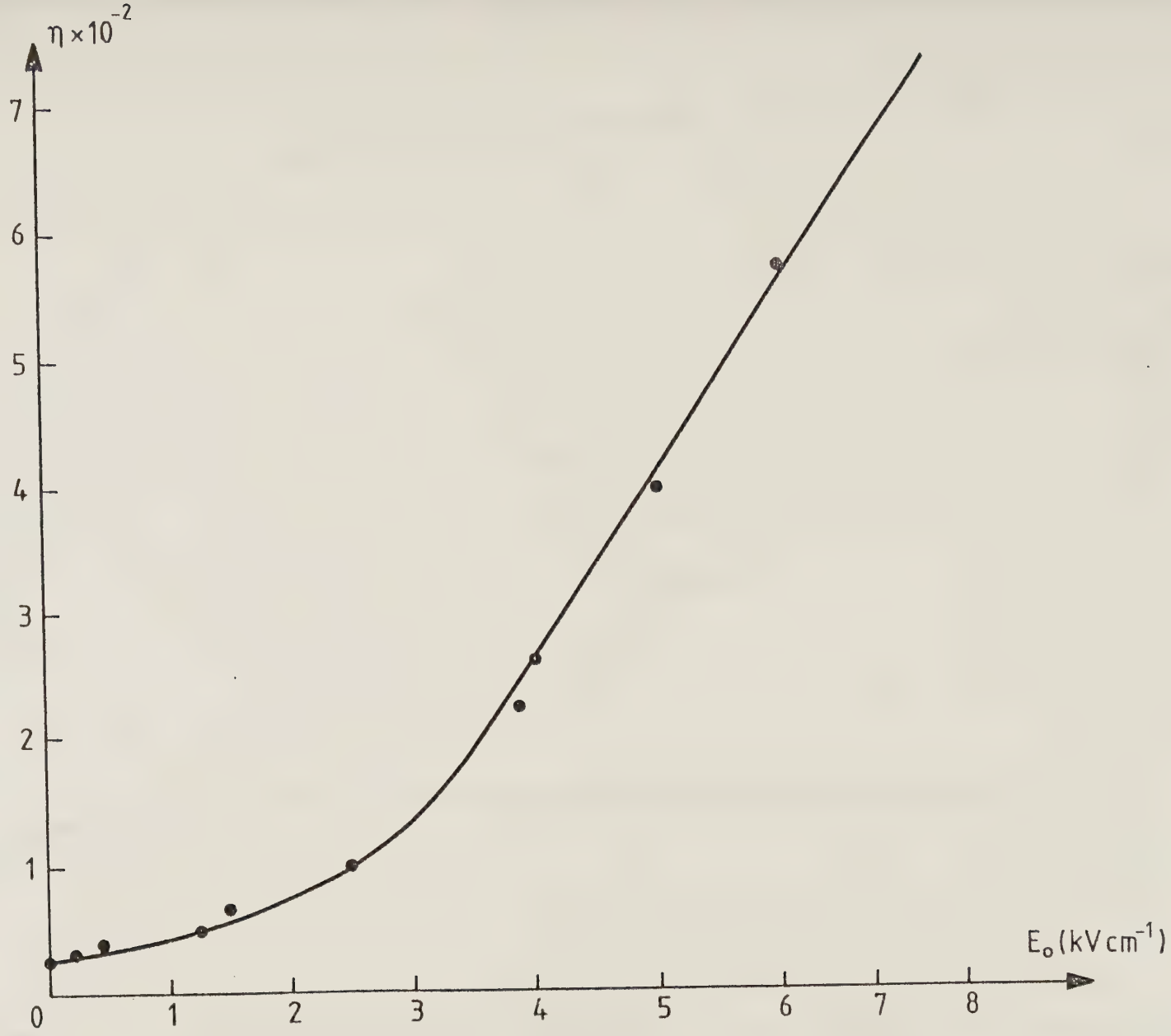


Figure 13 - Rendement de diffraction en fonction du champ électrique appliqué.

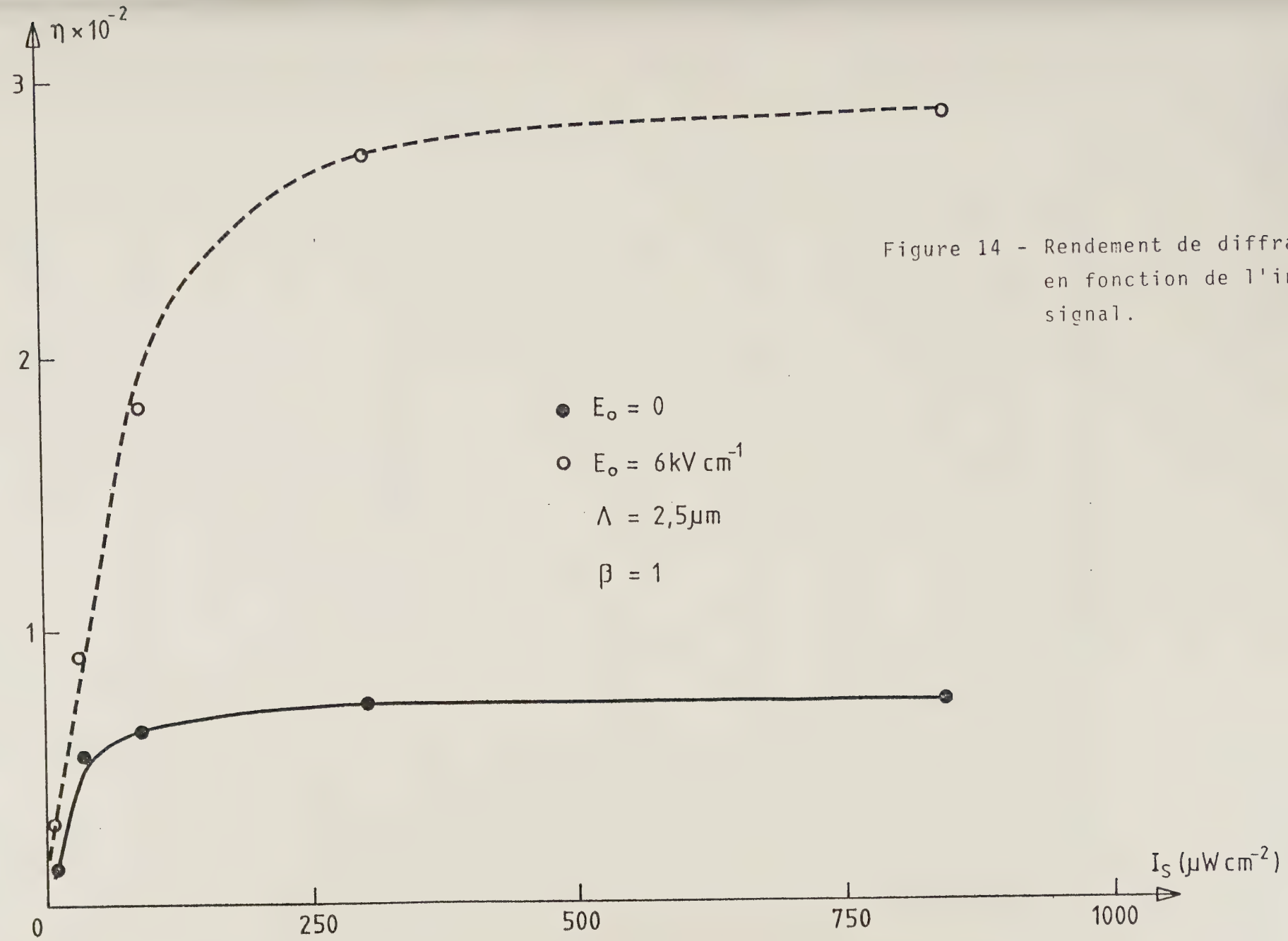


Figure 14 - Rendement de diffraction en fonction de l'intensité signal.

Dépendance avec l'intensité du faisceau de lecture

Lorsque l'intensité de l'onde de lecture n'est pas négligeable devant celle de la référence, la répartition spatiale de l'intensité totale dans le volume du cristal se met sous la forme :

$$I_T = I_R + I_S + I_L + 2\sqrt{I_R\, I_S}\cos(Kx)$$

Le taux de modulation des franges devient :

$$m = \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta + (I_L/I_R)}$$

$$\beta = \frac{I_S}{I_R}$$

L'intensité diffractée en mixage quatre-ondes, suivant un modèle linéaire [14,15], s'écrit :

$$I_d \propto m^2\, I_L$$

$$I_d \propto \frac{\beta\ I_L}{\left[1 + \beta + (I_L/I_R)\right]^2}$$

Cette relation est optimisée lorsque $I_L = (1 + \beta)\, I_R$

$$I_d^c \propto \frac{\beta}{1 + \beta}\ I_R$$

La figure 15 représente la réflectivité en régime stationnaire ($\rho = I_d/I_S$) en fonction de l'intensité de l'onde de lecture I_L, dans une configuration électro-optique transverse fonctionnant par "diffusion".

La densité de puissance diffractée étant fonction du taux de modulation des franges, celui-ci constitue un paramètre important pour l'optimisation de la valeur de l'amplitude du champ de charge d'espace à saturation.

Sensibilité S^{-1}

La sensibilité intrinsèque d'un matériau photosensible est le rapport entre la pente à l'origine de la modulation d'indice $\Delta n(t)$ et l'énergie optique absorbée. Cette définition n'est pas facilement exploitable pour un enregistrement holographique. Dans ce cas, l'inverse de la sensibilité S^{-1} est l'énergie reçue par le support, rapportée à l'unité de surface, pour obtenir un rendement de diffraction de 1 % dans un milieu dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques millimètres.

Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs numériques, comparées à celles de la plaque holographique haute résolution 649 F Kodak [16] :

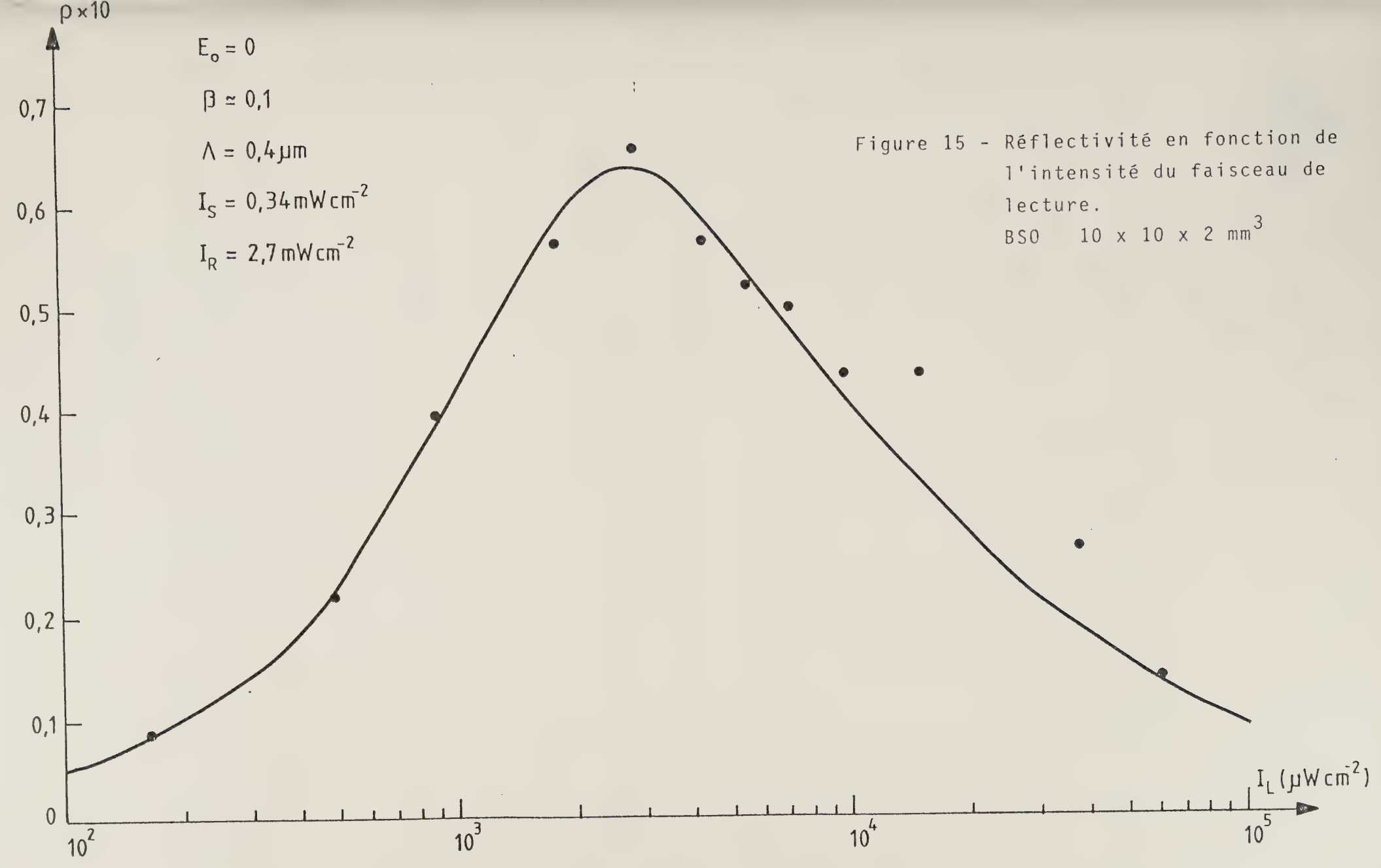


Figure 15 - Réflectivité en fonction de l'intensité du faisceau de lecture.
BSO 10 x 10 x 2 mm^3

SUPPORT	SENSIBILITE S^{-1}
649 F KODAK	100 $\mu J.cm^{-2}$
Bi_{12} Si O_{20}	150 $\mu J.cm^{-2}$
Bi_{12} Ge O_{20}	1 $mJ.cm^{-2}$
Li Nb O_3 : Fe	200 $mJ.cm^{-2}$
K Nb O_3 : Fe	70 $mJ.cm^{-2}$
Ba Ti O_3 : Fe	> 1 $J.cm^{-2}$

Constantes de temps inscription-effacement

Dans cette expérience, le faisceau de lecture est coupé pendant l'enregistrement, d'où :

$$I_T = (I_R + I_S)\ (1 + m \cos Kx)$$

$$m = \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta}$$

Au moment de la restitution du front d'onde conjugué, I_L contribue à une diminution exponentielle du taux de modulation avec une certaine constante de temps τ_e $[m \exp(-t/\tau_e)]$, mais l'intensité diffractée à l'instant initial s'écrit : $(\eta \propto m^2)$

$$I_d^t \propto \frac{4\ \beta}{(1 + \beta)^2}\ I_L$$

Cet effet apparait comme un phénomène transitoire, illustré par la planche II A (cristal BSO 10 x 10 x 2 mm^3 ; $E_o = 0$; $\Lambda = 4$ µm). Entre les deux courbes, l'intensité de lecture passe de 40 $mW.cm^{-2}$ pour la première, à 15 $mW.cm^{-2}$ pour la seconde. D'autre part, la réflectivité du front d'onde conjugué est améliorée car le rapport des intensités diffractées I_d^t et I_d^c donne un gain

$$G = \frac{4}{1 + \beta} \frac{I_L}{I_R}$$

Celui-ci est d'autant plus élevé que l'intensité du faisceau de lecture est grande devant I_R. Typiquement, par "diffusion", ce gain est de l'ordre de G = 10.

La constante de temps τ_e, proportionnelle à la relaxation diélectrique $\tau_o = \varepsilon/\sigma$ dépend donc de l'intensité incidente. La figure 16, déduite des mesures de l'intensité diffractée en fonction de I_L, montre que τ_e diminue lorsque la densité de puissance optique de l'onde de lecture augmente.

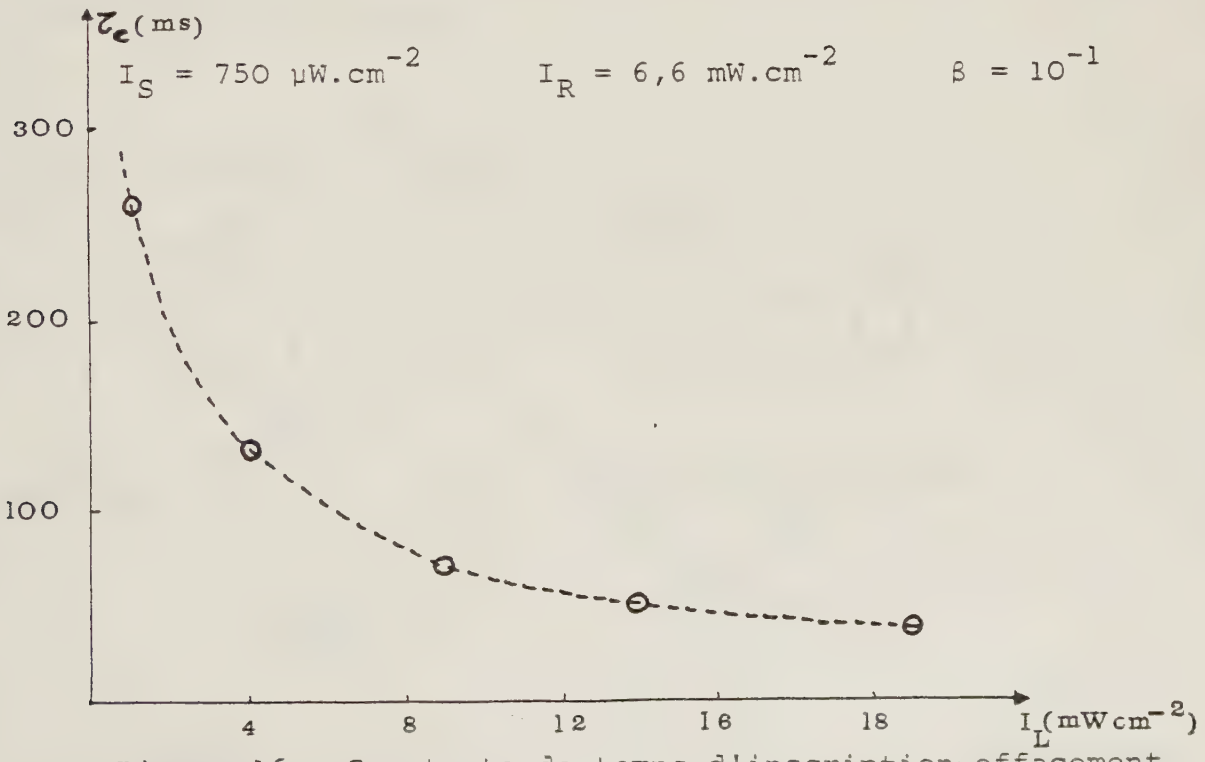


Figure 16 : Constante de temps d'inscription-effacement en fonction de l'intensité de lecture.

V - APPLICATION AU CONTROLE NON DESTRUCTIF EN TEMPS REEL

V.1. Interférométrie par moyenne dans le temps

Des applications pratiques telles que l'interférométrie double-pose [17], la dérivation d'images [18], la conjugaison de phase à travers des milieux aberrants [14] et la corrélation par diffraction Bragg [19] ont été réalisées grâce à la haute sensibilité des cristaux BSO. Des images de bonne qualité (planche III A) sont obtenues sans limitation de la résolution spatiale dans la configuration électrooptique transverse. La modulation d'indice par effet POCKELS, combinée à l'activité optique dans les matériaux d'oxyde de bismuth silicium, induit des propriétés de polarisation complexes qui ont été abordées dans les références (20) et (21). La figure 17 montre que l'image diffractée possède une polarisation elliptique avec une direction du grand axe différente de celle de l'ordre zéro et du bruit diffus. Il suffit donc de placer, au niveau de l'hologramme restitué, un polariseur bien orienté pour extraire l'information du bruit optique.

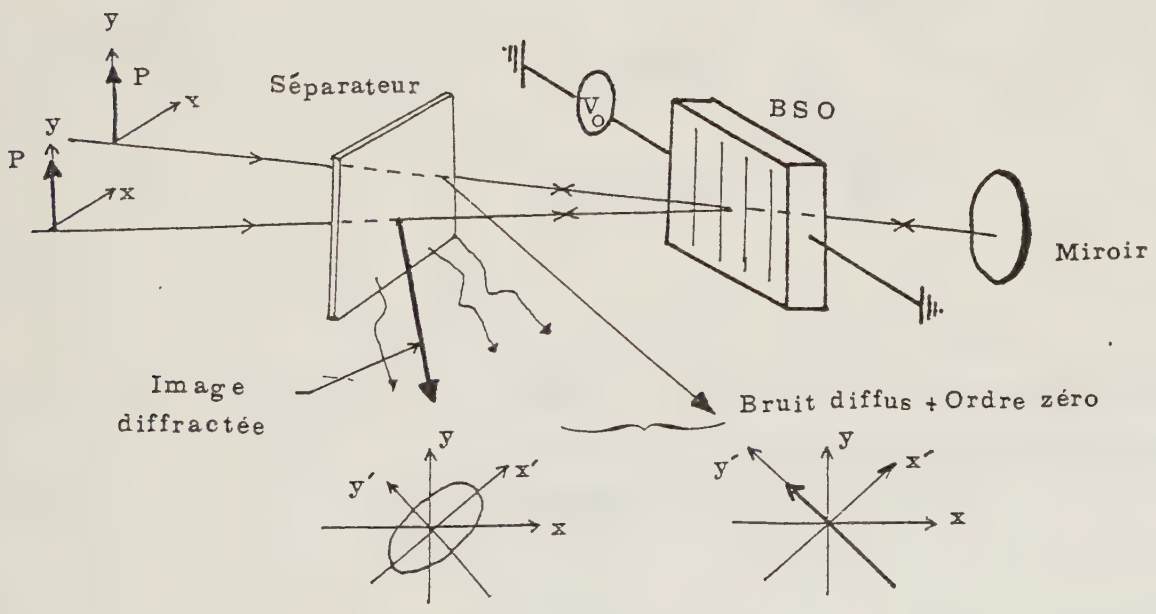


Figure 17 : Propriétés de polarisation des cristaux BSO

Compte tenu des acquis précédents, l'analyse des modes de vibration par interférométrie moyennée dans le temps, sur des structures diffuses tridimensionnelles, peut-être envisagée. POWELL et STETSON [22] ont été les premiers à proposer une technique holographique, sur des supports argentiques (649 F Kodak).
L'étude théorique constitue une généralisation de l'interférométrie à expositions multiples au cas d'un objet soumis à un mouvement sinusoïdal. Pour d'autres formes de déplacement, l'analyse mathématique reste identique [23]. Les deux ondes, référence R et signal S, interfèrent dans le volume du cristal et créent une répartition spatiale d'intensité $I_T(x,y,t)$ qui dépend du temps à cause de l'excitation de l'objet (figure 18).

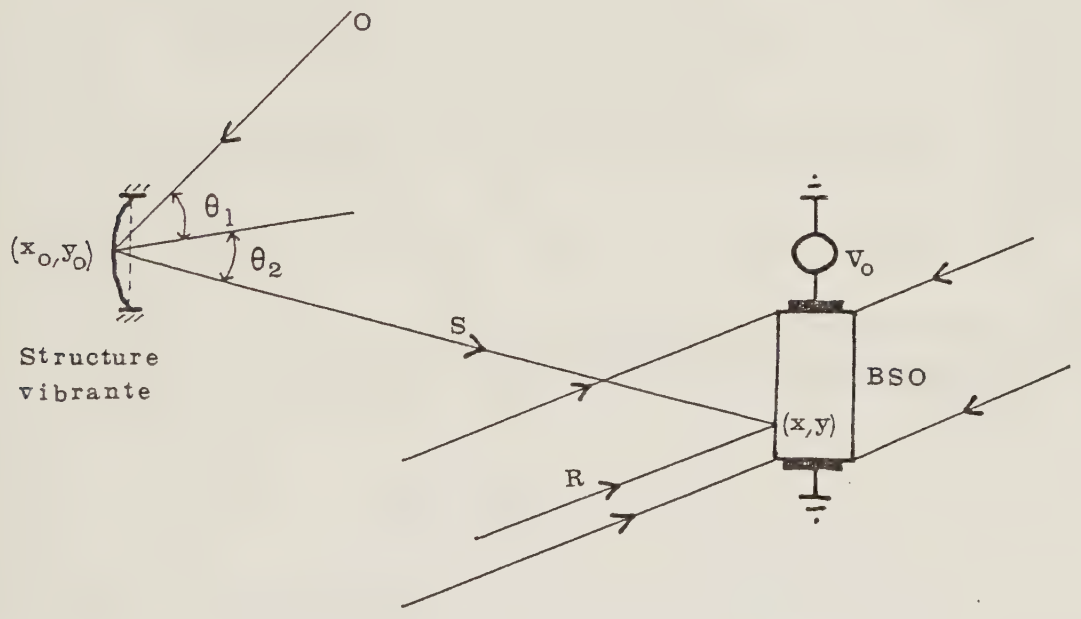


Figure 18 : Schéma de principe de l'enregistrement-lecture de l'hologramme d'un objet en mouvement.

La phase de l'onde objet, diffractée par un point de la structure en mouvement, s'exprime en fonction de sa vitesse v par la relation

$$\phi = \frac{2\ \Pi}{\lambda_o} \int_o^t (\cos\ \theta_1 + \cos\ \theta_2)\ v\ dt$$

et l'amplitude complexe par :

$$S\ (x,y) = S_o\ (x,y)\ \exp\ (-\ i\phi\ )\ \exp\ (i\ \vec{k}_S.\vec{r})$$

D'autre part,

$$R\ (x,y) = R_o\ (x,y)\ \exp\ (i\ \vec{k}_R.\vec{r})$$

d'où l'expression de l'intensité instantanée

$$I_T\ (x,y,t) = S_o^{\ 2} + R_o^{\ 2} + 2\ S_o\ R_o\ \cos\ (Kx + \phi)$$

Le cas d'une vibration sinusoïdale, d'amplitude a et de pulsation Ω , est traduit par une modulation de phase de la forme :

$$\phi = \frac{2\ \Pi\ a}{\lambda_o} (\cos\ \theta_1 + \cos\ \theta_2)\ \sin\ \Omega t$$

Lorsque les angles θ_1 et θ_2 sont petits ($\cos\ \theta_1 = \cos\ \theta_2 \simeq 1$) :

$$\phi = \frac{4\ \Pi\ a}{\lambda_o}\ \sin\ \Omega t$$

$$I_T\ (x,y,t) = S_o^{\ 2} + R_o^{\ 2} + 2\ S_o R_o\ \cos\ (Kx + \frac{4\ \Pi\ a}{\lambda_o}\ \sin\ \Omega t)$$

Pendant la durée d'exposition τ_e, le cristal enregistre la valeur moyenne de I_T :

$$\langle I_T \rangle = S_o^2 + R_o^2 + \frac{2 S_o R_o}{\tau_e} \int_o^{\tau_e} \cos \left(Kx + \frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \sin \Omega t \right) dt$$

$$\langle I_T \rangle = S_o^2 + R_o^2 + 2 S_o R_o J_o \left(\frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \right) \cos Kx$$

$$+ \frac{4 R_o S_o}{\tau_e} \cos Kx \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k} \left(\frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \right) \int_o^{\tau_e} \cos (2k \Omega t) \, dt$$

$$- \frac{4 R_o S_o}{\tau_e} \sin Kx \sum_{k=o}^{\infty} J_{2k+1} \left(\frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \right) \int_o^{\tau_e} \sin (2k + 1) \Omega t \, dt$$

J_n : Fonction de BESSEL d'ordre n

Si la constante de temps d'établissement du champ de charge d'espace dans les supports BSO est grande devant la période d'excitation ($\tau_e >> 2 \Pi/\Omega$), seul le terme correspondant à $n = 0$ est enregistré car les autres intégrales s'annulent.

$$\langle I_T \rangle = S_o^2 + R_o^2 + 2 S_o R_o J_o \left(\frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \right) \cos Kx$$

$$m = \frac{2 S_o R_o}{S_o^2 + R_o^2} J_o \left(\frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \right)$$

Au moment de la restitution de l'hologramme, l'intensité diffractée dans l'image est donnée par :

$$I(x,y) = S_o^2 (x,y) J_o^2 \left(\frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \right)$$

$S_o^2 (x,y)$: intensité lorsque l'objet ne vibre pas.

A l'aide de cette relation, il est possible de connaître la distribution spatiale de l'amplitude de la vibration a (x,y).

Les parties mobiles de l'objet sont moins illuminées que les zones fixes, d'où l'apparition de franges noires qui correspondent aux modes de vibrations.

Deux limitations sont inhérentes à cette technique de contrôle :

- l'analyse quantitative des vibrations dont l'amplitude excède $a = 5\ \lambda_o$ est pratiquement impossible car, au-delà de la vingtième frange brillante, l'intensité est très faible et vaut à peine 1 % du maximum. De même, pour $a < \lambda_o/2$, le premier zéro de la fonction de BESSEL n'est pas atteint et la faible variation d'intensité dans l'image diffractée n'est pas suffisante pour une exploitation objective.

- Aucune information sur les phases relatives des vibrations en chaque point de l'objet ne peut être obtenue à partir de l'expression de I (x,y).

Afin d'élargir le champ d'utilisation, une modulation d'amplitude ou de phase de l'onde référence et des techniques d'holographie stroboscopique[23,24] ont été proposées pour déterminer le déphasage relatif entre les différents points de l'interférogramme.

V.2. Description et analyse du montage expérimental

La visualisation dynamique des modes de vibration s'effectue par génération du front d'onde conjugué dans un montage de mixage quatre-ondes où le support photosensible est un cristal BSO [champ appliqué E_o sur les faces (110)] (figure 19). La structure à étudier est une membrane de haut-parleur présentant une surface absorbante et diffuse. Celle-ci est recouverte d'une fine couche de laque d'argent déposée au pinceau, afin d'améliorer sa réflectivité.

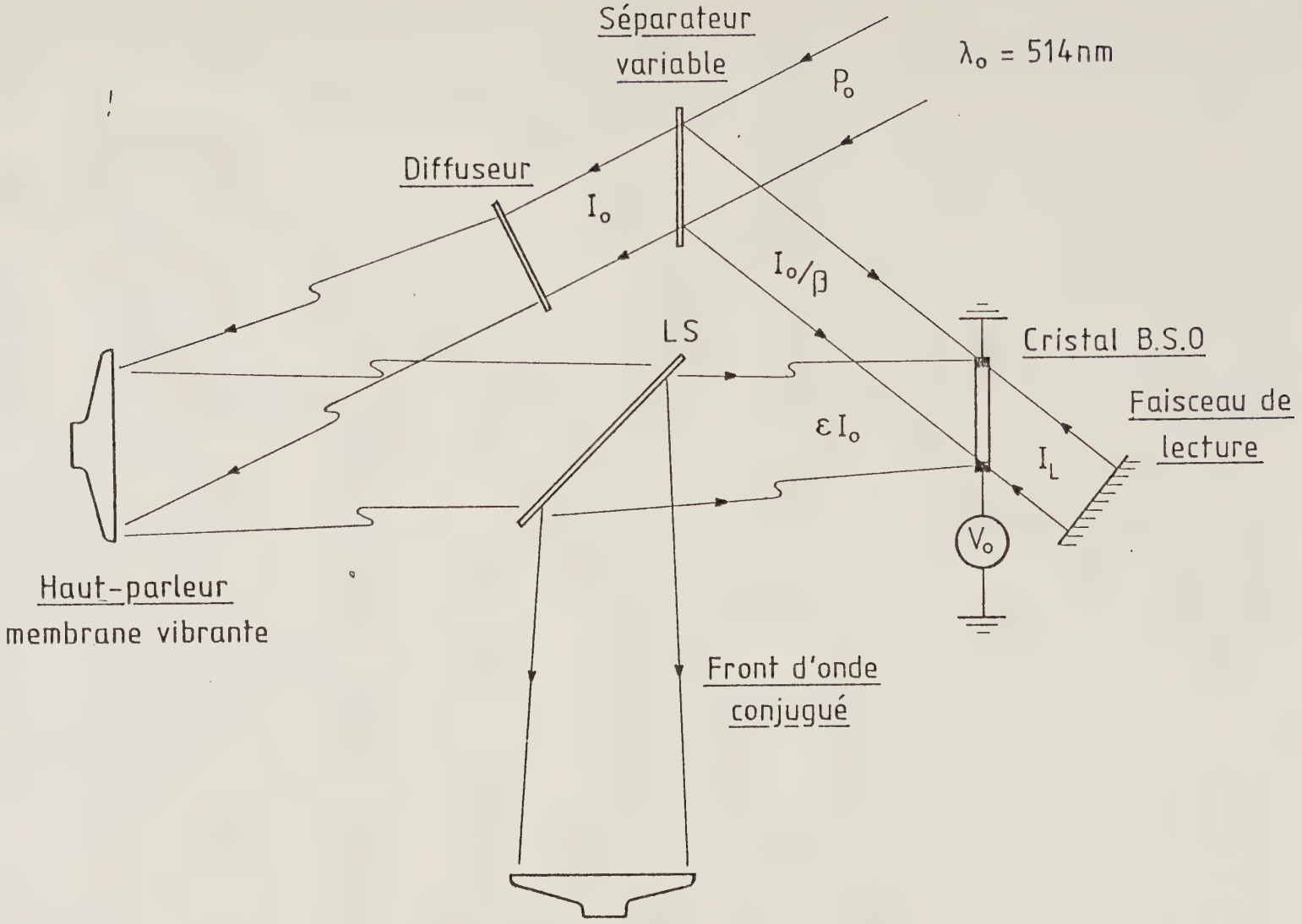


Figure 19 - Dispositif expérimental de contrôle non destructif en temps réel par "mixage quatre-ondes".

L'objet est éclairé à travers un diffuseur ou un objectif de microscope. L'onde plane référence, transmise par le cristal et rétroréfléchie par un miroir placé en autocollimation, diffracte en temps réel le conjugué du front d'onde incident. Cette image réelle est projetée par l'intermédiaire d'une lame séparatrice (LS) sur une caméra vidicon ou un appareil photographique. La densité de puissance en provenance de l'objet et reçue par le cristal est très faible à cause de la nature diffuse des structures considérées. Il en résulte un fort déséquilibre entre les faisceaux interfèrant au niveau du support ($\beta < 10^{-3}$). L'étude de l'influence du rapport des intensités incidentes sur la constante de temps d'enregistrement et l'énergie diffractée est donc nécessaire.

En accord avec la configuration de la figure 19 et le formalisme développé dans la référence (25), la distribution spatiale de l'intensité lumineuse incidente au matériau est la suivante :

$$I_T = \frac{P_o}{1 + \beta} \left[1 + \varepsilon\beta + \exp(-\alpha\ell) + 2\sqrt{\varepsilon\beta}\cos Kx\right]$$

$$m = \frac{2\sqrt{\varepsilon\beta}}{1 + \varepsilon\beta + \exp(-\alpha\ell)} \quad \text{taux de modulation des franges}$$

P_o : intensité de l'onde plane à la sortie du laser

α : coefficient d'absorption ~ 2 cm^{-1} à λ_o = 514 nm

ℓ : épaisseur du cristal

β : rapport des intensités entre les faisceaux objet et référence.

εI_o : densité de puissance diffusée par l'objet et reçue par le cristal ($\varepsilon << 1$).

Ces relations tiennent compte de l'influence de l'intensité du faisceau de lecture rétroréfléchi qui contribue à diminuer le taux de modulation des franges.
Un formalisme linéaire [2] entre le temps de formation de l'hologramme et l'intensité lumineuse reçue par le cristal montre que

$$\tau_e \propto \frac{1}{m \ \langle I_T \rangle}$$

$$\tau_e \propto \frac{(1 + \beta) \left[1 + \varepsilon\beta + \exp(-\alpha\ell)\right]}{\sqrt{\varepsilon\beta} \ (1 + \varepsilon\beta)}$$

L'abaque de la figure 20 reproduit l'évolution de la constante de temps à l'enregistrement τ_e en fonction du rapport β^{-1} des intensités entre les faisceaux référence et objet, pour différentes valeurs de la réflectivité de la structure diffuse ($\varepsilon = 1$ à 10^{-8});

D'autre part, la densité d'énergie S_o^2 diffractée par le cristal est proportionnelle à m^2 et à l'intensité du faisceau de lecture I_L :

$$S_o^2 \propto m^2 \ I_L$$

$$S_o^2 \propto \frac{\varepsilon \beta^2}{(1 + \varepsilon\beta) \ \left[1 + \varepsilon\beta + \exp(-\alpha\ell)\right]^2}$$

Cette relation est illustrée sur l'abaque de la figure 21.

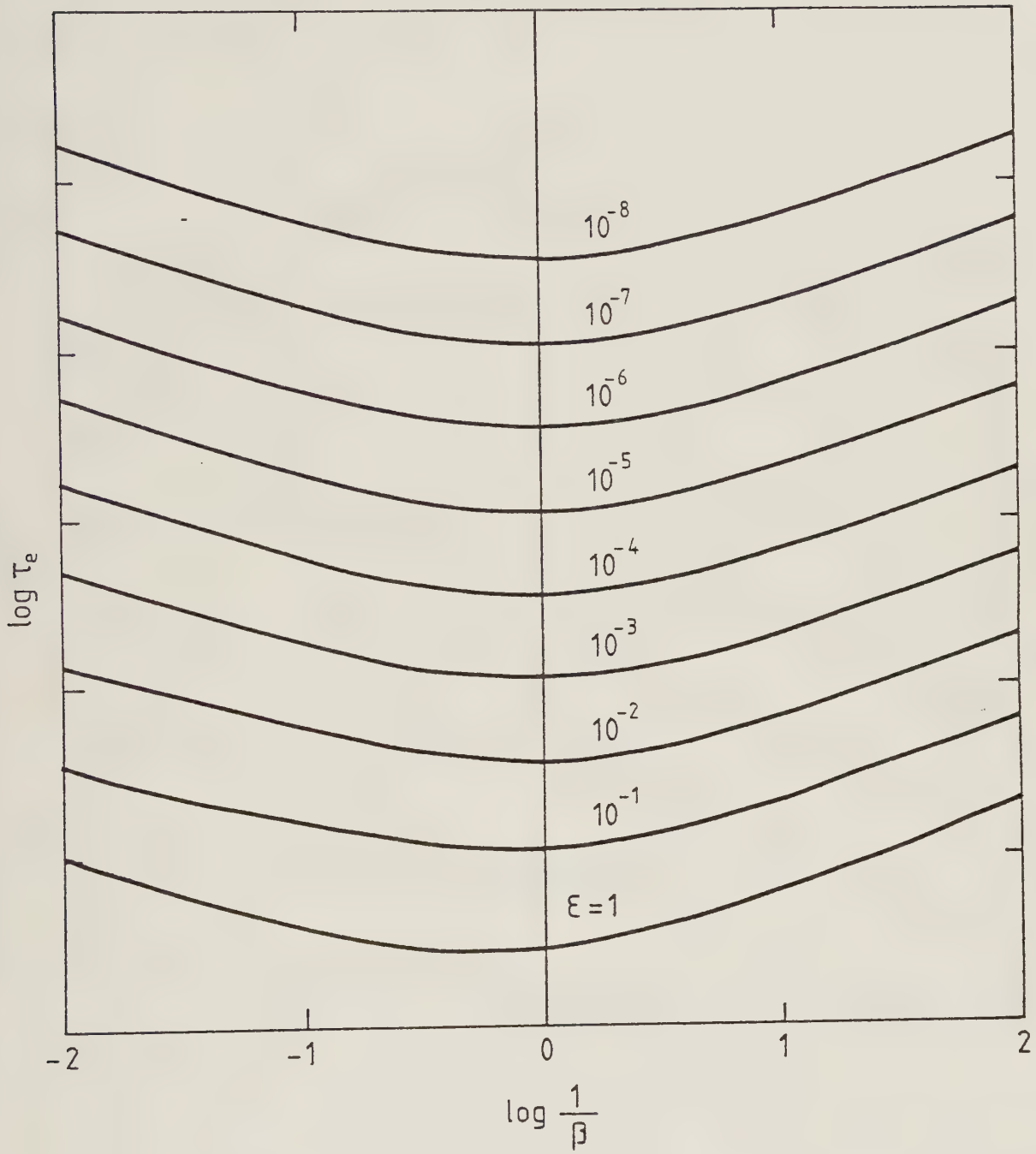


Figure 20 - Constante de temps d'enregistrement en fonction du rapport des faisceaux

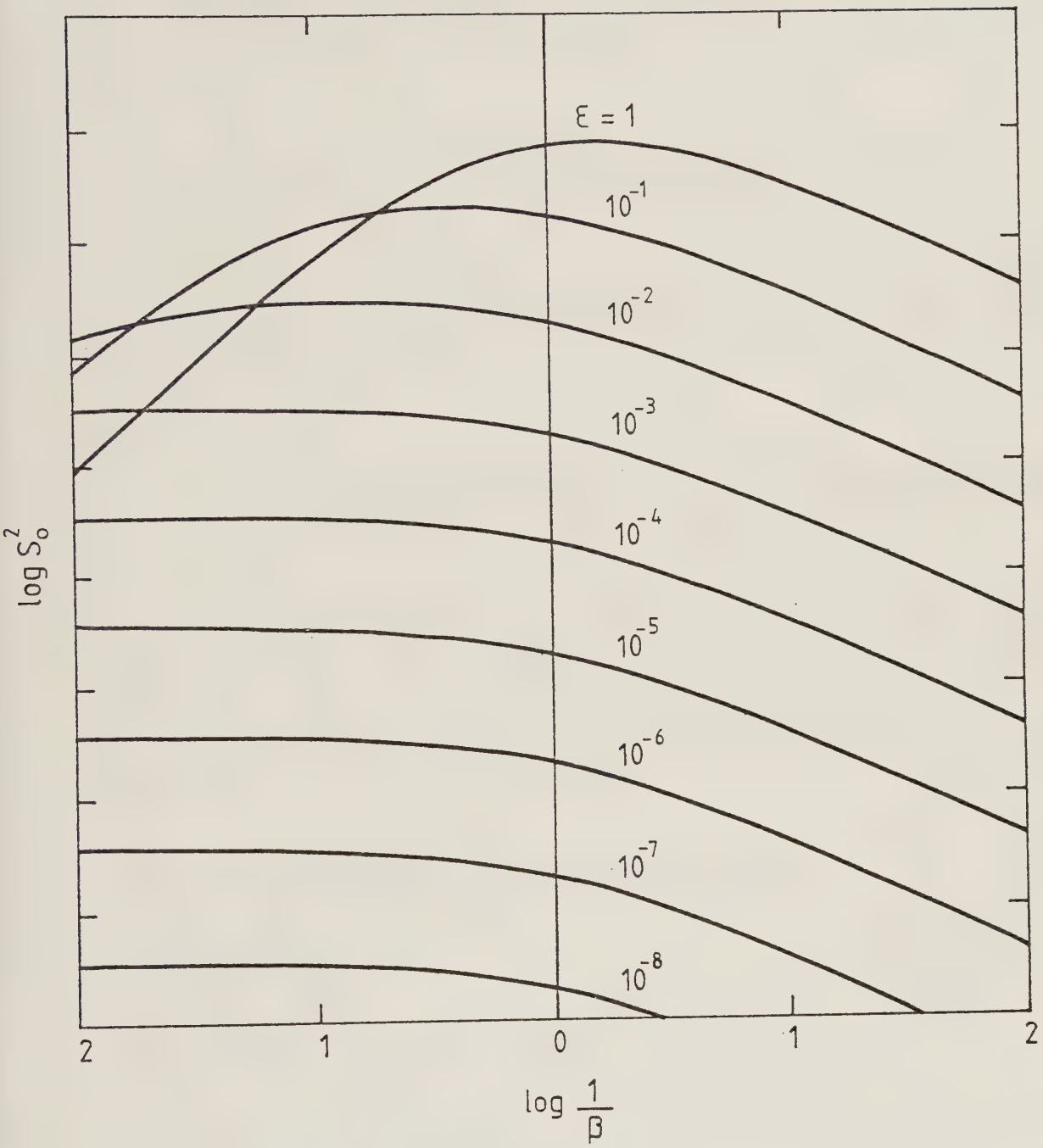


Figure 21 - Intensité diffractée dans l'image en fonction du rapport des faisceaux.

Les deux réseaux de courbes permettent de tirer des conclusions importantes pour les applications du support BSO à l'interférométrie en temps réel d'objets à structure diffuse :

- La constante de temps optimale pour la formation de l'hologramme est obtenue pour un rapport $\beta = 1$.

- pour ce même rapport entre les faisceaux interfèrant, la réflectivité du front d'onde conjugué est également optimisée, en particulier pour $10^{-8} < \varepsilon < 10^{-3}$.

V.3. Résultats expérimentaux : visualisation des modes de vibration d'une structure diffuse

L'expérience décrite précédemment est appliquée à l'étude d'une membrane de haut-parleur excitée périodiquement à la fréquence F. Sur l'image diffractée, se superposent des franges noires qui représentent les zéros de la fonction de BESSEL $J_o^2 \left(\frac{4 \Pi a}{\lambda_o} \right)$. Le montage est utilisé avec les conditions expérimentales suivantes :

- Densités de puissance reçues par le cristal

Laser Argon λ_o = 514 nm	800 mW
Faisceau référence	15 $mW.cm^{-2}$
Faisceau objet	20 $\mu W.cm^{-2}$
Réflectivité de l'objet placé à 600 mm du crital	$\varepsilon \sim 10^{-3}$

- Paramètres géométriques

Pas des franges d'interférence	Λ = 2 µm
Dimensions du cristal BSO	10 x 10 x 2 mm^3
Distance objet-cristal	600 mm
Diamètre de l'objet	70 mm

- Caractéristiques dynamiques

Constante de temps à l'enregistrement	500 ms
Bande de fréquences étudiée	10 Hz $\leq$ F $\leq$ 20 kHz

Les résultats présentés sur la planche IV.A ont été obtenus pour un champ électrique appliqué transversalement au support : E_o = 8 kV.cm^{-1}. La densité de puissance diffractée dans l'image, de l'ordre de 20 nW.cm^{-2}, est compatible avec une visualisation sur caméra T.V., ou plaque photographique du type Polaroïd. La première planche de la série IV.A met en évidence le gain réalisé sur le rapport signal à bruit par rotation d'un filtre polarisant (diffraction anisotrope dans les cristaux BSO).

V.4. Réduction de la granularité laser dans les images diffractées

La formation des images en optique cohérente est généralement accompagnée d'un bruit de speckle dû au réseau d'interférence complexe de la lumière diffusée servant à l'éclairage de l'objet et aux défauts de surface ou inhomogénéïtés des supports d'enregistrement. Il se forme alors une figure aléatoire composée de zones brillantes et sombres. L'aspect granuleux du speckle réduit la résolution spatiale[26] et détériore la qualité du signal optique[27]. Le moyen proposé pour supprimer ce phénomène, consiste à enregistrer par intégration N images cohérentes dont la granularité est différente. Dans ces conditions, la figure du speckle voit sont contraste diminuer suivant la relation $C = 1/\sqrt{N}$ et le rapport signal à bruit est nettement augmenté[28].

Ce principe est appliqué au traitement optique en temps réel sur cristal BSO, pour illustrer l'effet produit sur l'interférogramme d'une structure vibrante [29]. Dans le montage de mixage quatre-ondes, la membrane, excitée périodiquement à la fréquence F, est éclairée à travers un diffuseur déplacé aléatoirement entre deux enregistrements. Pour chaque position du diffuseur, l'image et le speckle sont enregistrés par le détecteur. Lorsque le dépoli est déplacé, l'image reste fixe mais la distribution spatiale du speckle varie de façon aléatoire. L'observation de l'image diffractée par un élément photosensible intégrateur (plaque photographique) permet de moyenner dans le temps les différentes figures de granularité.

Par génération du front d'onde conjugué et interférométrie par moyenne dans le temps, les modes de vibration du miroir apparaissent sur l'image diffractée. La planche V.A. montre l'amélioration obtenue pour N = 1,9 et 144 superpositions.

La granularité laser peut aussi être diminuée par un dépoli se déplaçant à une vitesse constante, ajustée en fonction de la constante de temps d'enregistrement, afin de garder un contraste uniforme des franges holographiques dans le cristal BSO. Cette expérience de réduction de la granularité dans les images diffractées montre que le support photosensible d'oxyde de bismuth silicium est bien adapté au traitement de l'amplitude et de la phase d'une information optique cohérente et qu'une qualité d'image proche de celle d'un éclairage incohérent peut être obtenue.

VI - CONCLUSION

Les cristaux d'oxyde de bismuth silicium, photoconducteurs et électrooptiques, constituent des supports photosensibles particulièrement intéressants pour l'enregistrement holographique dynamique. Une étude physique du mécanisme des effets photoinduits a déterminé, de façons théorique et expérimentale, l'influence de certains paramètres, tels que : sensibilité, efficacité de diffraction à saturation, champ électrique appliqué et fréquence spatiale.

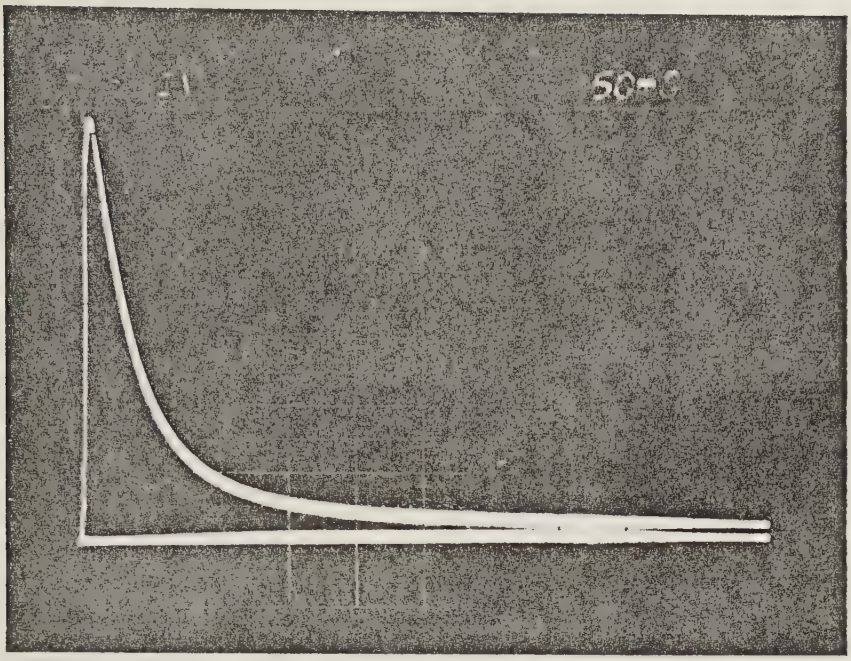
Une configuration optique originale a été mise au point pour l'observation permanente et en temps réel de l'onde diffractée. Selon ce schéma, le cristal BSO apparait comme un composant électrooptique nouveau, susceptible de générer l'onde conjuguée de toute onde objet incidente, dans un montage dit de "mixage quatre-ondes". Le rendement de diffraction à saturation et la réflectivité de l'onde conjuguée, mesurés expérimentalement, sont respectivement de l'ordre de $\eta \simeq 3\ \%$ et $\rho \simeq 0{,}2\ \%$. Ces valeurs sont faibles, mais satisfaisantes et exploitables pour des applications potentielles de contrôle non destructif en temps réel, par conjugaison de phase et sans limitation de la résolution spatiale, sur des structures diffuses quelconques éclairées par réflexion. Des déformations de fronts d'ondes objets sont visualisées de manière dynamique par interférométrie moyennée dans le temps. Cette technique permet l'analyse des modes de vibration d'une membrane de haut-parleur ou de tout autre objet en mouvement.

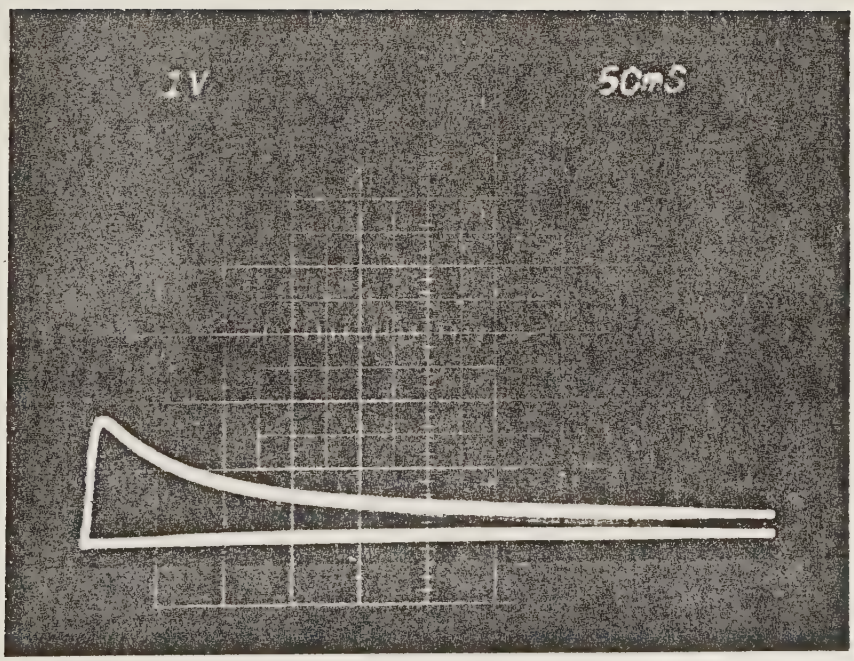
L'enregistrement holographique à l'aide de faisceaux issus de fibres optiques monomodes est une technologie récente qui aboutit à des résultats et une qualité d'image restitutée équivalents à ceux obtenus par propagation libre (planche VI.A). Ces techniques peuvent conduire à la réalisation ultérieure de dispositifs compacts, fonctionnants en temps réel, et dont la source laser serait reliée à l'élément photosensible par l'intermédiaire d'un câble optique.

THOMSON-CSF
LCR

PLANCHE IIA

CONSTANTE DE TEMPS D'EFFACEMENT


1V
50mS

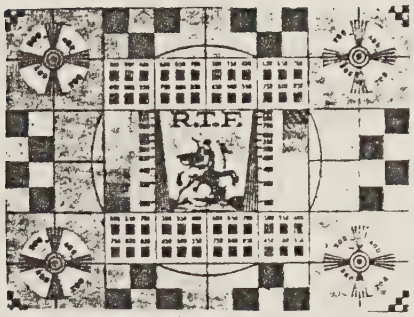

1V
50mS

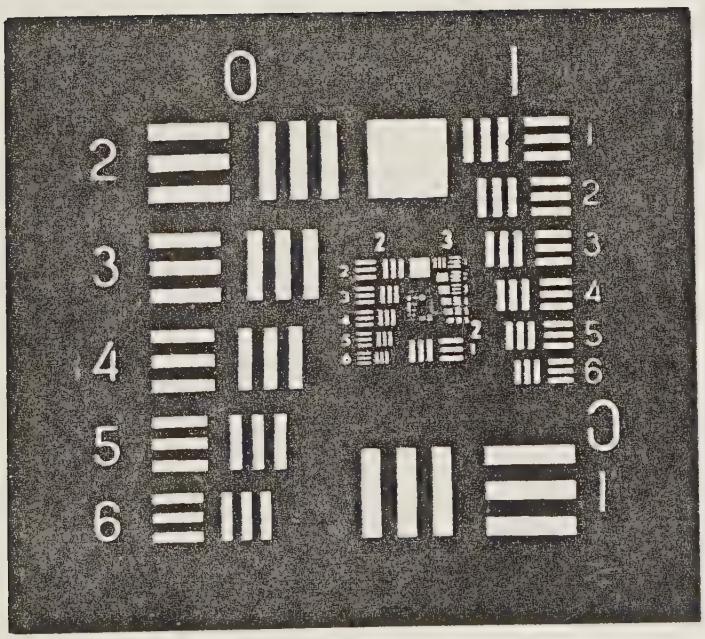
THOMSON-CSF
LCR

PLANCHE IIIA

EXEMPLES D'HOLOGRAMMES RESTITUES

PAR MIXAGE QUATRE ONDES


R.T.F.


0
1
2
3
4
5
6
0
1

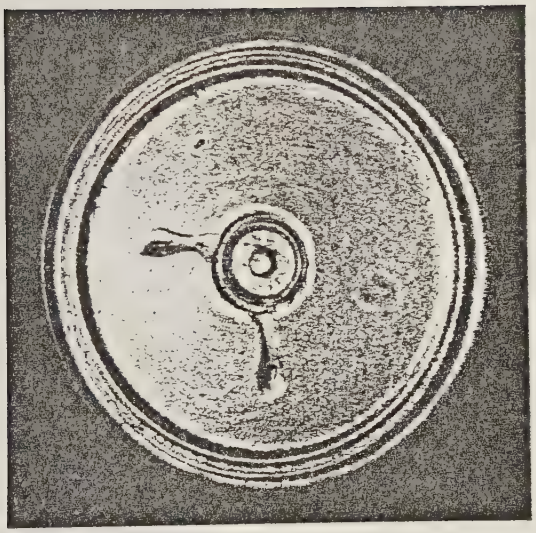
THOMSON-CSF
L C R

PLANCHE IVA

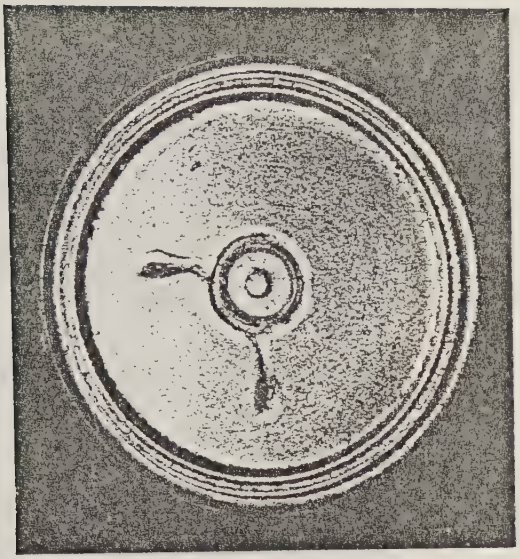
VISUALISATION DES MODES DE VIBRATIONS D'UNE MEMBRANE DE HAUT-PARLEUR PAR INTERFEROMETRIE EN TEMPS REEL

ANALYSE DES VIBRATIONS

influence de la polarisation

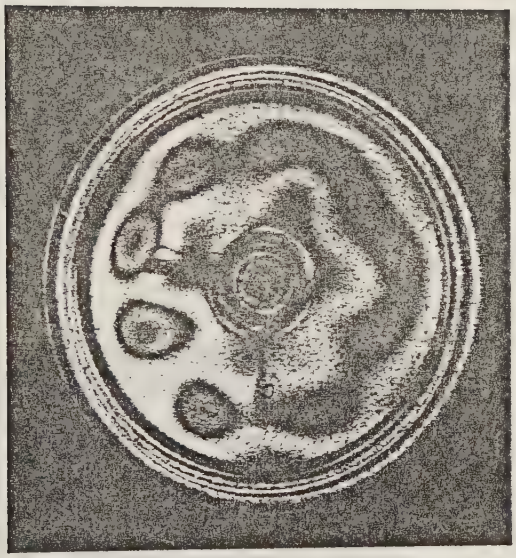


ANALYSE DES VIBRATIONS



éclairement en

lumière diffuse



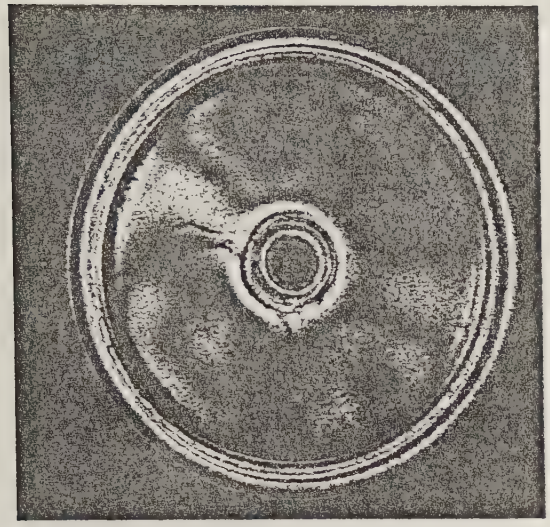
F: 4 KHz

V_{cc}: 0,5 v

F: 8 KHz

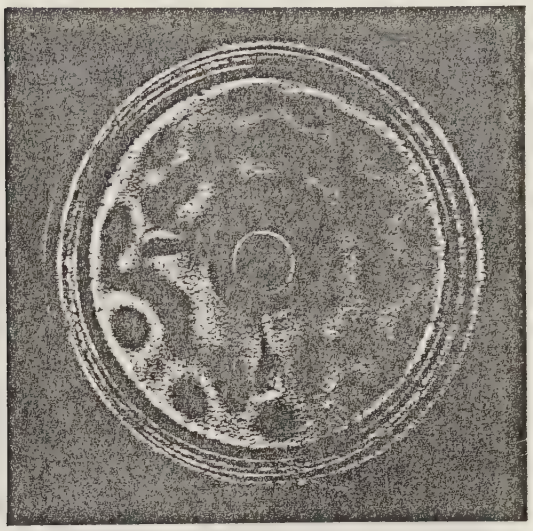
V_{cc}: 5 v

ANALYSE DES VIBRATIONS



F: 2 KHz

V_{cc} : 0,5 v



F: 6 KHz

V_{cc} : 0,5 v

F: 10 KHz

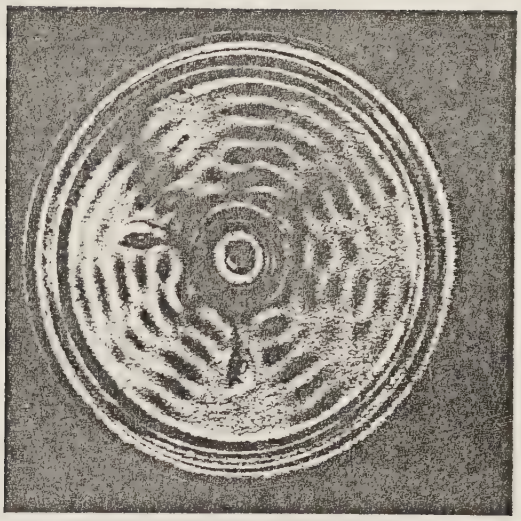
V_{cc} : 5 v

F: 12 KHz

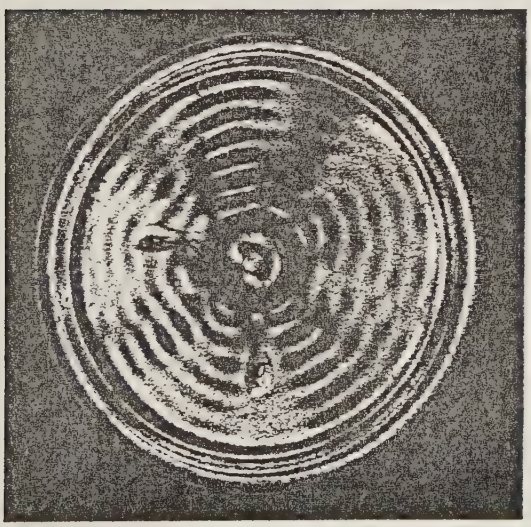
V_{cc} : 7 v

ANALYSE DES VIBRATIONS

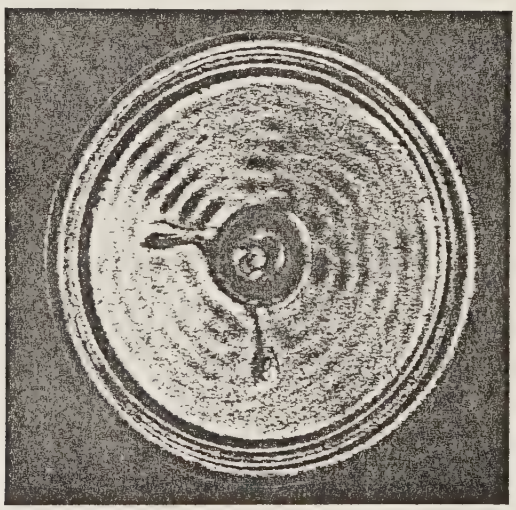
F: 14 KHz
V_{cc} : 7v



F: 16 KHz
V_{cc} : 10 v



F: 18 KHz
V_{cc} : 10 v



F: 20 KHz
V_{cc} : 10 v

THOMSON-CSF
L C R

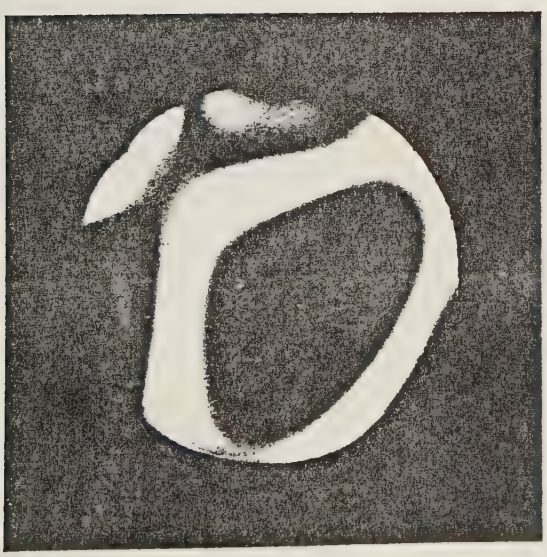
PLANCHE VA

REDUCTION DE LA GRANULARITE LASER DANS LES IMAGES DIFFRACTEES PAR UN MONTAGE DE MIXAGE QUATRE ONDES

F = 3.6 KHz

N = 1

N = 9

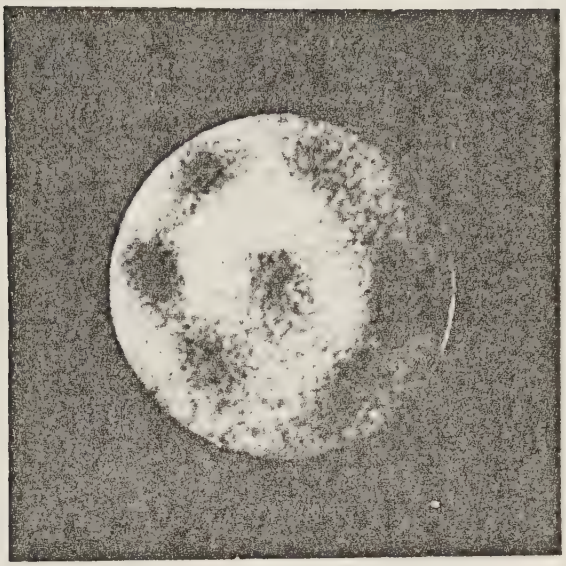


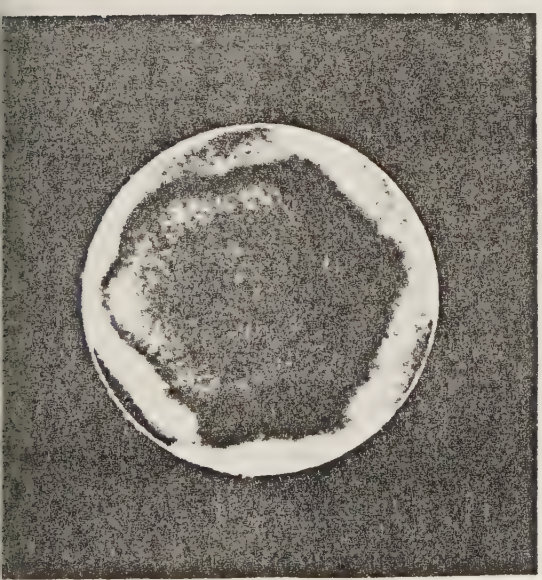
N = 144

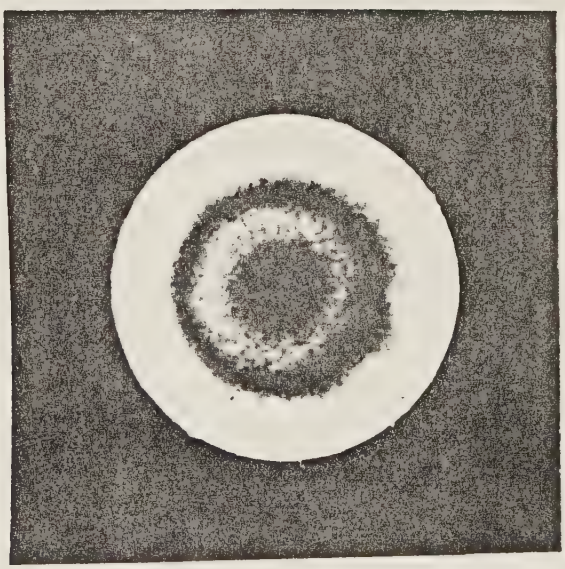
THOMSON-CSF
LCR

PLANCHE VI A

INTERFEROMETRIE EN TEMPS REEL PAR CONJUGAISON DE PHASE A L'AIDE D'ONDES GUIDEES PAR FIBRES OPTIQUES







THOMSON-CSF

L C R

B - DEUXIEME PARTIE

TRANSFERT D'ENERGIE PAR COUPLAGE D'ONDES DANS UN CRISTAL $Bi_{12}SiO_{20}$ A REPONSE NON LOCALE

THOMSON-CSF

L C R

I - INTRODUCTION AU TRANSFERT D'ENERGIE

STAEBLER et AMODEI [1] furent les premiers à mettre en évidence la notion de transfert d'énergie par couplage deux ondes, sur des cristaux de niobate de lithium ($LiNbO_3$) non dopés. Des résultats semblables ont été obtenus par la suite sur d'autres matériaux photoréfractifs, tels le titanate de barium ($BaTiO_3$) [2], le tantalate de lithium ($LiTaO_3$) [3] et le niobate de potassium ($KNbO_3$) [4].

Le transfert d'intensité entre les faisceaux d'enregistrement ne peut se développer que dans un support photosensible épais dont la réponse à une impulsion lumineuse est [5] :

- Soit non-locale : un déphasage ψ, différent de zéro, apparaît entre le réseau d'illumination et le réseau holographique.

- Soit non-instantanée : le milieu réagit avec une inertie qui se traduit par un transfert d'énergie transitoire.

La plupart des matériaux dynamiques, les cristaux d'oxyde de bismuth silicium ($Bi_{12}SiO_{20}$) inclus, ont une réponse non-locale. La valeur et le signe du déphasage, dont le rôle est prédominant, sont déterminés par les processus physiques d'enregistrement (charge des photoporteurs, "diffusion" ou "drift" sous champ électrique appliqué).

D'autres moyens, comme le déplacement des franges d'interférence à vitesse constante, permettent d'introduire et d'optimiser le déphasage ψ. Il en résulte une amélioration du transfert d'énergie en mixage deux ondes, conduisant à l'amplification d'un faisceau signal. Ce phénomène est appliqué à des expériences

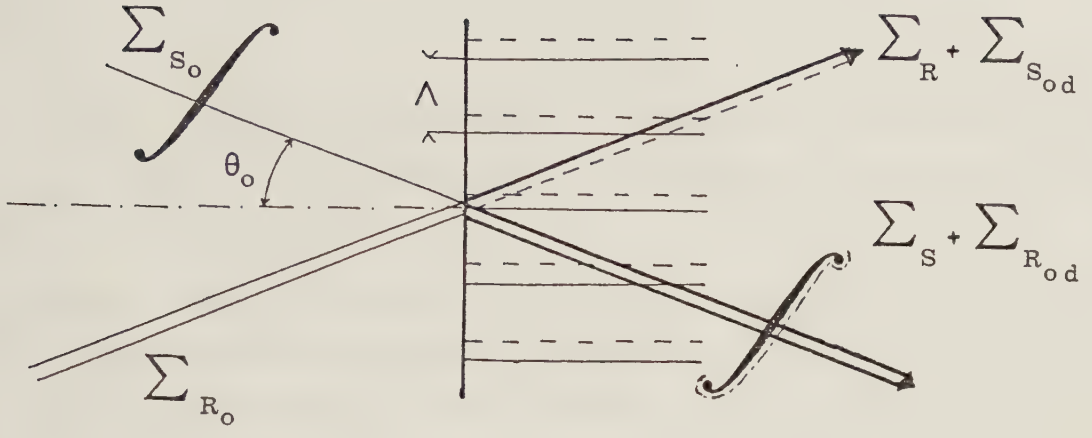
de contrôle non destructif en temps réel, et en particulier, utilisé pour la visualisation dynamique des modes de vibration d'une structure diffuse. Le principe et les résultats de cette nouvelle technique seront par la suite comparés à ceux d'une configuration dite de "mixage quatre ondes".

II - MODELE THEORIQUE DU COUPLAGE DEUX ONDES

II.1. Approche du phénomène d'auto-diffraction

Le mixage deux ondes se caractérise par un échange d'intensité entre deux faisceaux interférant dans le volume d'un support photosensible à variation d'indice photoinduite. Le phénomène d'auto-diffraction, observé dans les matériaux dynamiques à réponse non-locale, s'explique par le fait que l'enregistrement et la lecture du réseau holographique, par les ondes qui le créent, s'effectuent simultanément.

Par auto-diffraction, deux ondes colinéaires se propagent suivant la direction de chacun des faisceaux incidents : l'ordre zéro directement transmis par le cristal et la partie diffractée (figure 1). Ces deux ondes, Σ_R et $\Sigma_{S_{od}}$ ou Σ_S et $\Sigma_{R_{od}}$, sont déphasées de $\Pi/2$. Si le réseau holographique est lui-même translaté d'un quart de la période spatiale du système de franges ($\Lambda/4$), un déphasage supplémentaire, de même amplitude mais de signe opposé pour chaque direction ($\pm \Pi/2$), s'ajoute au précédent. Pour le faisceau "accepteur", Σ_S et $\Sigma_{R_{od}}$ sont alors en phase et contribuent à augmenter son intensité. Il apparaît donc que le couplage d'ondes est optimisé lorsque $|\psi| = \Pi/2$, mais le raisonnement précédent reste valable pour un déphasage quelconque ($\psi \neq n\Pi$) car le transfert d'énergie est dû essentiellement à la composante de la modulation d'indice en quadrature par rapport à l'illumination.[1][5]



—— Réseau d'illumination

---- Réseau d'indice déphasé de $\psi = \pi/2$

$\Sigma_S + \Sigma_{R_{od}}$ en phase

$\Sigma_R + \Sigma_{S_{od}}$ en opposition de phase.

Figure 1 : Couplage d'ondes et transfert d'énergie par auto-diffraction dans un matériau à réponse non-locale. Les deux réseaux, d'illumination et d'indice, sont déphasés de $\psi = \pi/2$

Par "diffusion" des photoporteurs, la variation d'indice par effet POCKELS dans les cristaux BSO est proportionnelle au gradient d'illumination ($\psi = \pi/2$). Par "drift", elle possède une composante en quadrature dont l'amplitude n'est pas négligeable. Contrairement aux matériaux à réponse non-instantanée où l'effet est plutôt transitoire [6], un transfert stationnaire d'énergie entre les faisceaux d'enregistrement est donc possible dans les supports BSO. En outre, des paramètres d'influence permettent un contrôle quantitatif du gain sur l'intensité diffractée. Ceux-ci sont de deux types :

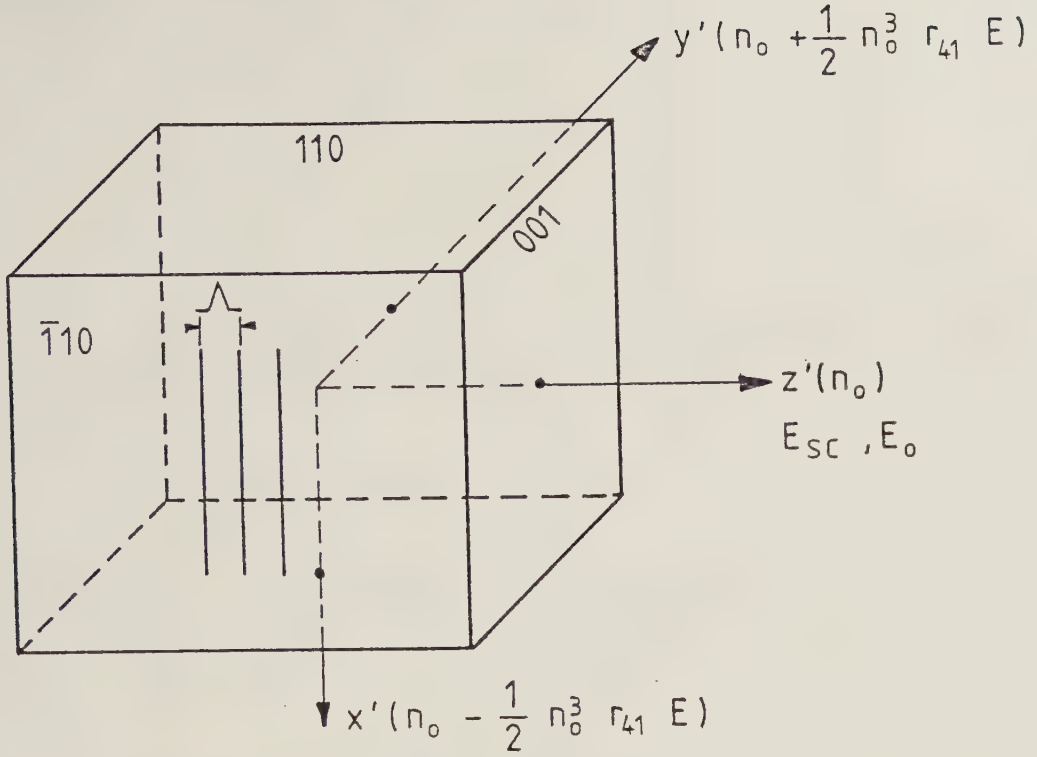
- Soit inhérents au matériau : champ de "diffusion" E_T, densité de pièges et de photoporteurs, longueurs de migration des charges, déphasage ψ .

- Soit liés aux conditions d'enregistrement : pas des franges Λ , rapport des faisceaux incidents β, champ électrique appliqué E_o et longueur d'interaction ℓ.

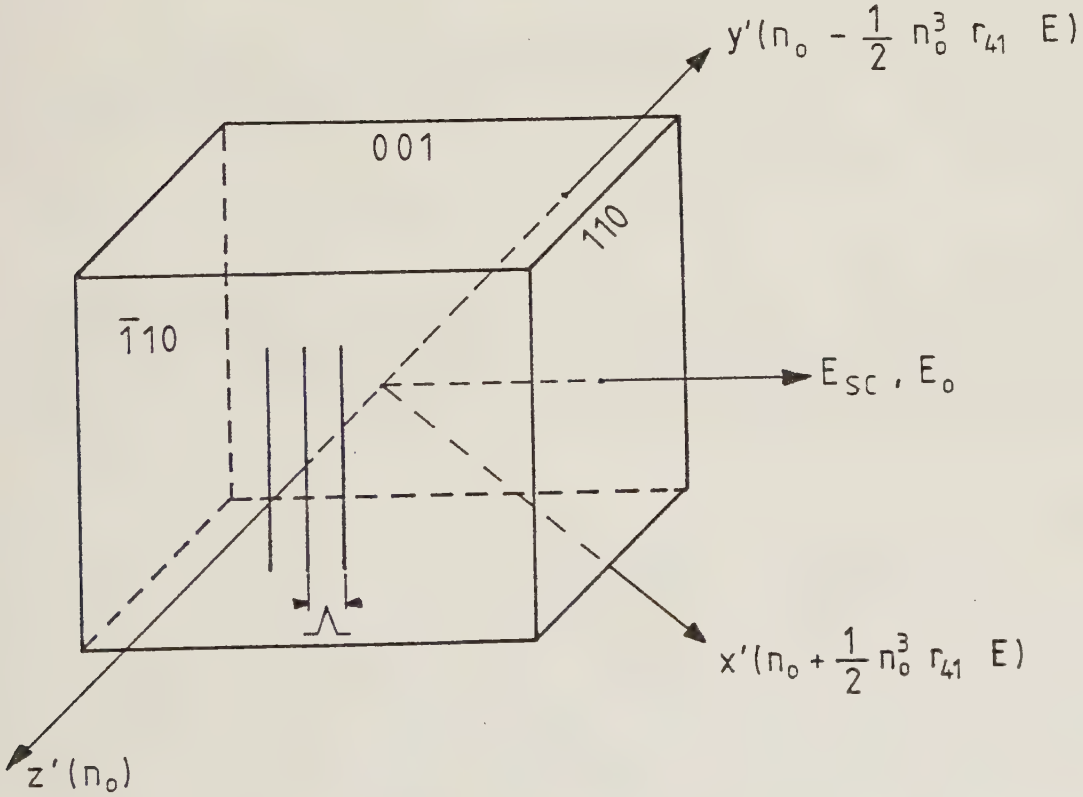
II.2. Influence de l'orientation cristallographique

Le rendement de diffraction et le transfert d'énergie sont étudiés pour deux orientations différentes des axes cristallographiques et un champ de charge d'espace E_{sc} perpendiculaire à la face (001) ou (110). La direction du transfert dépend de l'avance ou du retard de phase ψ entre le réseau d'illumination et le réseau d'indice. Elle est fixée par la connaissance du signe des photoporteurs et du coefficient électrooptique.

Les orientations qui optimisent le gain en couplage deux ondes ou l'efficacité de diffraction, ainsi que les modulations d'indices correspondantes, sont schématisées sur la figure 2, où le cristal BSO est dans une configuration électrooptique transverse. Les directions x', y' et z' représentent les axes principaux de biréfringence. Le maximum d'interaction entre les faisceaux d'enregistrement (Γ_{max}) est obtenu lorsque le support photosensible subit une rotation de 90 degrés à partir de l'orientation usuelle qui donne le meilleur rendement de diffraction (η_{max}), pour des ondes polarisées verticalement à l'entrée [7].



a) optimisation du transfert d'energie (Γ_{max})



b) optimisation du rendement de diffraction (η_{max})

Figure 2 : Configurations électrooptiques transverses.

Dans la configuration de la figure 2a, la modulation de l'indice de réfraction s'écrit :

$$(\Delta n)_1 = \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E_{sc}$$

r_{41} : coefficient électrooptique

E_{sc} : champ de charge d'espace

Dans le cas de la figure 2b :

$$(\Delta n)_2 = n_o^3 r_{41} E_{sc}$$

Pour des champs identiques, l'efficacité de diffraction étant proportionnelle à $(\Delta n)^2$:

$$(\Delta n)_2 > (\Delta n)_1 \text{ et } \eta_2 > \eta_1$$

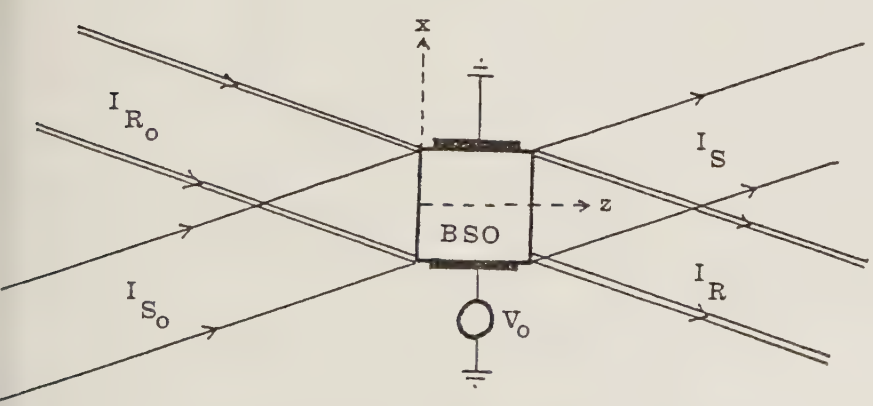
Théoriquement, η_1/η_2 devrait être égal à 0,25. Ceci a été confirmé expérimentalement sur un cristal BSO de 10 x 10 x 10 mm^3 dans le volume duquel un réseau élémentaire a été enregistré à λ_o = 514 nm et relu avec un laser hélium-néon à λ_L = 633 nm.[7]

Dans la configuration Γ_{max}, la diffraction étant isotrope[8] toutes les ondes se propageant dans le matériau ont la même polarisation et peuvent contribuer effiçacement au transfert d'énergie. Par contre, dans l'orientation η_{max}, l'apparition de deux axes de biréfringence ($n_o + \Delta n$; $n_o - \Delta n$) donne deux composantes de la modulation d'indice en quadrature, l'une à $\psi = + \Pi/2$ et l'autre à $\psi = - \Pi/2$, qui se compensent.

Les matériaux ferroélectriques, tels que $LiNbO_3$ utilisés dans les premières expériences holographiques, ont leur axe polaire $\vec{C}$ perpendiculaire aux franges d'interférence. Le sens du transfert d'énergie est alors déterminé par l'orientation cristallographique et le signe des charges photo-excitées. Lorsque celles-ci sont des électrons, le faisceau amplifié possède une projection positive de son vecteur d'onde sur l'axe polaire. Par analogie, le cas du BSO se traite de la même façon, et l'axe z' (figure 2a) joue le même rôle que l'axe $\vec{C}$, en ce qui concerne la position relative des faisceaux "donneur" et "accepteur". La polarité du champ électrique appliqué n'influe pas sur le sens du transfert.

II.3. Modèle théorique de KUKHTAREV et al.

Dans la théorie de KUKHTAREV[9], les intensités des deux faisceaux, qui interfèrent dans le support photosensible, sont dérivées du système d'équations du transport de charge et du couplage d'onde (figure 3). Les résultats sont transposables au cristal BSO, matériau électrooptique photoconducteur. En effet, le champ de charge d'espace qui s'y établit se décompose en deux amplitudes, l'une en phase avec l'illumination et l'autre déphasée de $\Pi/2$. La seconde contribue de manière essentielle au transfert d'énergie.



$$I_T = I_o\ (1 + m \cos Kx)$$

$$I_o = I_{R_o} + I_{S_o}$$

$$m = \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta}$$

$$\beta = I_{S_o} / I_{R_o}$$

Figure 3 : Intensités incidentes et diffractées par le cristal BSO dans un montage à mixage deux ondes.

Les électrons, générés par la répartition sinusoïdale d'intensité, sont transférés vers la bande de conduction. A l'intérieur de celle-ci, les charges migrent sur une certaine distance moyenne, soit par "diffusion" [$L_d = (k\,T\mu\,\tau/e)^{1/2}$], soit par "drift" sous l'effet d'un champ électrique appliqué ($L_D = \mu\tau E_o$). En régime stationnaire, le flux des électrons photoexcités est compensé par la différence entre les taux de génération et de recombinaison. La position et le contraste du réseau d'illumination varient avec l'épaisseur du matériau à cause de la redistribution de phase et d'intensité qui s'opère sur les deux faisceaux d'enregistrement.

Le cristal contient des centres donneurs et des pièges. Les probabilités de transition et de capture sont décrites respectivement par $(sI + b)\,(N_D - N_D^+)$ et $\gamma_r\, n\, N_D^+$ (s : section efficace de capture ; I : intensité ; b : taux de génération thermique ; γ_r : constante de recombinaison ; n et N_D^+ : concentrations des charges et des donneurs ionisés). Le système d'équations, qui donne la répartition spatiale du champ de charge d'espace $E_{sc}(x,y)$ et le champ électrique de l'onde électromagnétique $\tilde{E}(x,y)$, et dont la résolution complexe est détaillée dans la référence[9], est le suivant :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d\,N_D^+}{dt} - \frac{1}{e}\,\mathrm{div}\,\vec{j}$$

$$\frac{d\,N_D^+}{dt} = (s\,I + b)\,(N_D - N_D^+) - \gamma_r\, n\, N_D^+$$

$$\vec{j} = e\,\mu n\,(\vec{E}_{sc} - \frac{kT}{e}\,\vec{\mathrm{grad}}\,\mathrm{Log}\,n)$$

$$\mathrm{div}\,(\varepsilon\,\tilde{E}) = n + N_A - N_D^+$$

$$\Delta\,\tilde{E} + \frac{1}{c^2}\,\frac{d^2\,(\varepsilon\,\tilde{E})}{dt^2} = 0$$

$\vec{j}$ est la densité de courant, N_A la concentration de pièges.

La méthode de calcul consiste à chercher d'abord $E_{sc}(x,y)$ en effectuant un développement en série de Fourier. La seconde étape donne la solution de l'équation de propagation dans le matériau et les intensités diffractées en fonction de l'épaisseur traversée. Le gain exponentiel normalisé Γ caractérise quantitativement le transfert d'énergie. Il est défini par la relation :

$$\Gamma = \frac{1}{\ell} \text{Log} \frac{I_S \cdot I_{R_o}}{I_R \cdot I_{S_o}}$$

ℓ : longueur d'interaction

I_{R_o} ; I_{S_o} : intensités des faisceaux incidents

$I_{R'}$, I_S : intensités après traversée du support

Dans le développement théorique de KUKHTAREV et al[9], l'amplitude du champ de charge d'espace qui module par effet électrooptique l'indice de réfraction du BSO_2 et le déphasage entre le réseau d'illumination et le réseau d'indice, sont exprimés à l'aide des champs E_T, E_q et E_o par les relations :

$$E_{sc} = \frac{\sqrt{\beta}}{1+\beta} E_T \frac{\left[1 + (E_o / E_T)^2\right]^{1/2}}{\left[(1 + E_T / E_q)^2 + (E_o/E_q)^2\right]^{1/2}}$$

$$\text{tg } \psi = \frac{1 + E_T / E_q + E_o^2 / E_T E_q}{E_o / E_T}$$

$$\beta = I_{S_o} / I_{R_o}$$

$$E_T = \frac{2 \Pi kT}{e \Lambda}$$ "champ de diffusion"

$$E_q = \frac{e N_A \Lambda}{2 \Pi \varepsilon}$$ champ maximal correspondant à la séparation totale des charges positives et négatives.

Le gain exponentiel Γ dépend de l'amplitude B de la composante du champ de charge d'espace déphasée de $\psi = \Pi/2$

$$\Gamma = 2 \delta B$$

$$\delta = \frac{\Pi n_o^3 r_{41}}{\lambda_o \cos \theta}$$

$$B = E_T \frac{1 + E_T / E_q + E_o^2 / E_T E_q}{(1 + E_T/E_q)^2 + (E_o/E_q)^2}$$

λ_o : longueur d'onde d'enregistrement

θ : angle de Bragg à l'intérieur du matériau

soit $$\Gamma = 2\delta E_T \frac{1 + E_T / E_q + E_o^2 / E_T E_q}{(1 + E_T / E_q)^2 + (E_o / E_q)^2}$$

L'amplitude A de la composante en phase avec l'illumination s'exprime par

$$A = \frac{E_o / E_T}{(1 + E_T / E_q)^2 + (E_o / E_q)^2}$$

et s'annule par "diffusion" ($E_o = 0$)

Pour des applications du transfert d'énergie, le gain effectif γ_o illustre mieux l'effet de l'onde de "pompe".

$$\gamma_o = \frac{I_S \text{ sans l'onde de référence}}{I_S \text{ en présence de l'onde de référence}}$$

$$\gamma_o = \frac{(1 + \beta) \exp(\Gamma \ell)}{1 + \beta \exp(\Gamma \ell)}$$

III - PARAMETRES D'OPTIMISATION DU COUPLAGE D'ONDE

III.1. Description du montage expérimental

L'intensité transférée d'un faisceau sur l'autre varie en fonction du rapport β, du pas des franges Λ du champ électrique appliqué E_o et de la densité d'énergie incidente I_o. Les mesures sont effectuées sur deux échantillons différents de BSO, de dimensions 10 x 10 x 10 mm^3, et dont les coefficients d'absorption sont $\alpha = 1,6\ cm^{-1}$ et $\alpha = 2,2\ cm^{-1}$ à $\lambda_o = 514$ nm. Dans les expériences suivantes, la longueur du cristal est égale à 10 mm afin d'améliorer l'interaction entre les deux ondes d'enregistrement. Des champs électriques élevés ($E_o \simeq 20\ kV.cm^{-1}$) sont appliqués sur les électrodes peintes à la laque d'argent. Dans le montage de la figure 4, Λ est choisi entre 0,5 µm et 10 µm par simple rotation du séparateur prismatique. Le réseau holographique est inscrit dans le volume du matériau par interférence de deux ondes planes issues d'un laser argon ($\lambda_o = 514$ nm), et le rapport β est fixé à l'aide d'un atténuateur optique placé sur l'onde objet.

III.2. Influence du taux de modulation des franges

Le rapport des faisceaux à l'inscription est un paramètre important pour les matériaux à réponse non-instantanée, car le transfert d'énergie n'est possible que si $\beta \neq 1$, et il s'effectue toujours de la "pompe" vers un signal de plus faible intensité, sans tenir compte de l'orientation cristallographique [10].

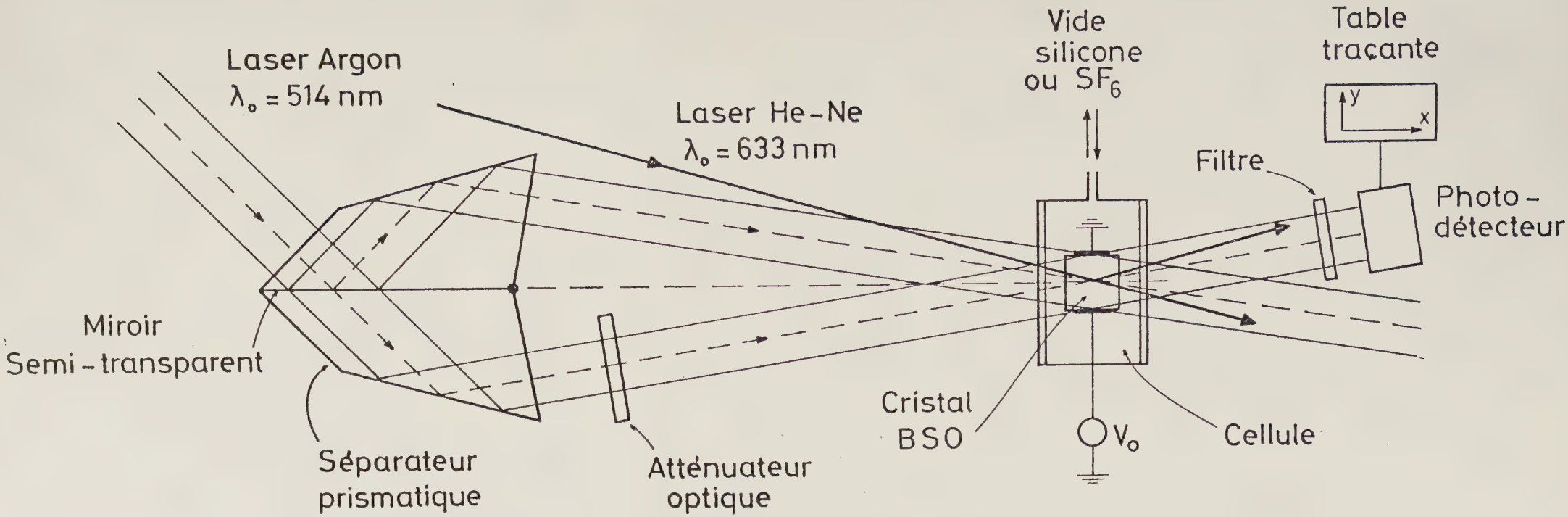


Figure 4 : Montage expérimental des mesures de rendement de diffraction et de gain effectif en mixage deux ondes.

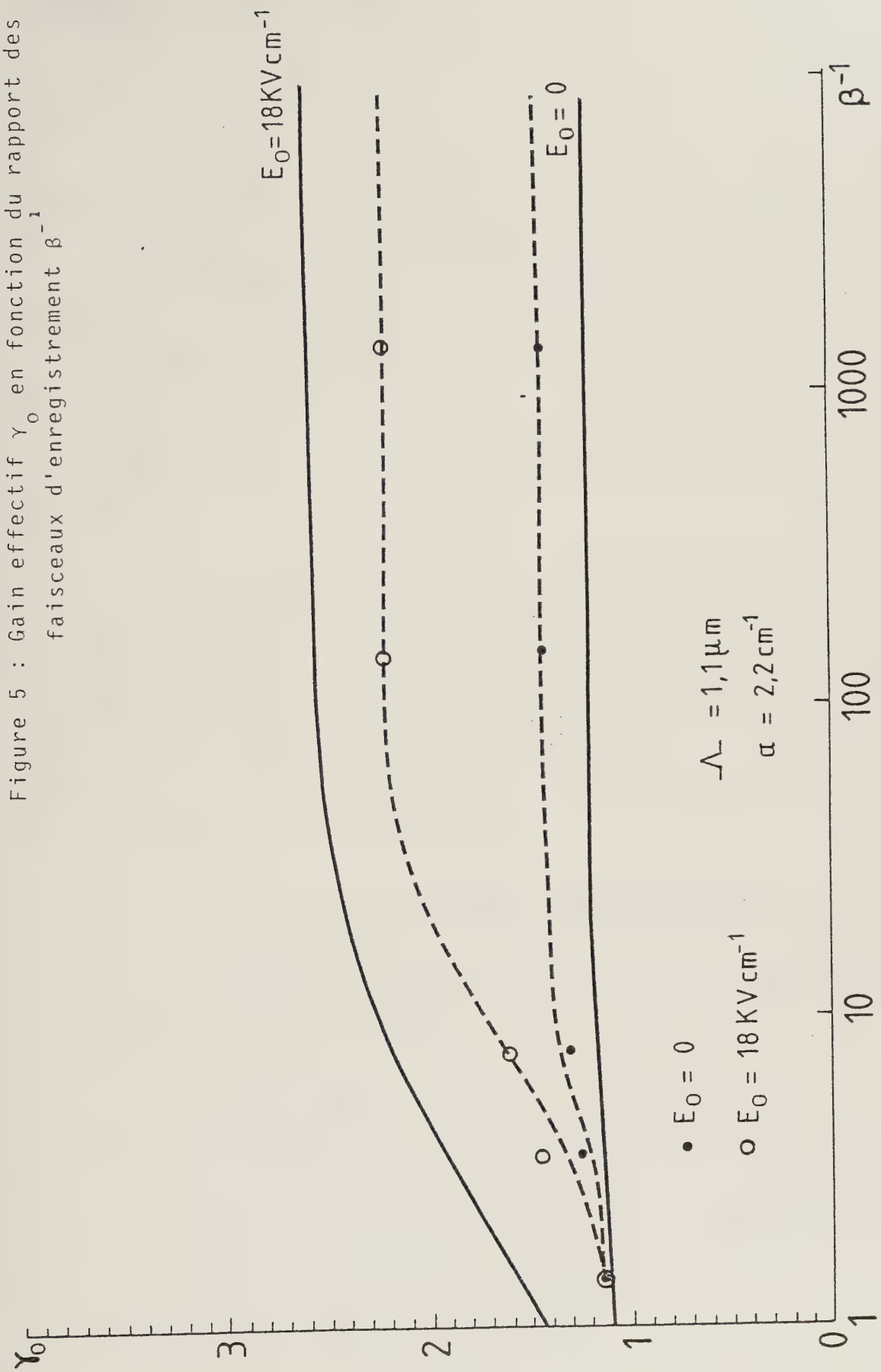
Par contre, dans les supports BSO, dont la réponse est non locale, le couplage d'onde est stationnaire mais limité par la valeur à saturation du champ de charge d'espace. Le taux de modulation des franges est alors peu changé après traversée du cristal. Le gain effectif γ_o augmente légèrement avec β^{-1} et atteint une saturation pour $\beta^{-1} > 10^2$ [$\beta << 1$; $\gamma_o \simeq \exp(\Gamma \ell)$]. Lorsque $\beta = 1$, aucun transfert d'énergie ne s'opère dans le volume du matériau car, le contraste des franges étant déjà optimisé, sa valeur, et par conséquent la modulation d'indice, ne peut que rester constante.

Les courbes expérimentales de la figure 5 sont en accord avec la théorie de KUKHTAREV, en prenant un coefficient électrooptique moins élevé que celui donné dans la première partie ($r_{41} = 10^{-10}$ cm.V^{-1} au lieu de $3,4\ 10^{-10}$ cmV^{-1}). La réduction des performances du BSO par rapport aux prédictions théoriques, serait due à l'imperfection des contacts électriques qui ne sont pas entièrement ohmiques et aux réflexions multiples qui diminuent le taux de modulation[11].

III.3. Etude expérimentale sous champ électrique appliqué

La photoconduction est une caractéristique essentielle dans l'établissement du champ de charge d'espace, puisque le champ photovoltaïque n'existe pas dans les cristaux BSO. Ceci explique la symétrie des courbes de rendement de diffraction et de gain en transfert d'énergie autour de $E_o = 0$

Figure 5 : Gain effectif γ_o en fonction du rapport des faisceaux d'enregistrement β^{-1}



Les mesures expérimentales (figure 6) montrent que pour $E_o < 8\ kVcm^{-1}$, l'interaction entre les deux ondes n'est pas affectée de manière significative à cause de la faible contribution du champ de "diffusion" ($E_T = 1,6\ kVcm^{-1}$ à $\Lambda = 1\ \mu m$). Le champ électrique appliqué ($E_o > 8\ kVcm^{-1}$) accroît la modulation de l'indice de réfraction à saturation ainsi que le gain effectif γ_o. Cependant, pour $\Lambda < 1\ \mu m$, un palier est atteint assez rapidement car E_o devient comparable au champ de charge d'espace maximal E_q ($E_q \simeq 10^5\ \Lambda\ kVcm^{-1}$; Λ en cm).

La valeur $\gamma_o = 2,7$ ($E_o = 18\ kVcm^{-1}$; $\Lambda > 1\ \mu m$; $\beta = 8.10^{-3}$), équivalente à un gain exponentiel $\Gamma = 1\ cm^{-1}$, met en évidence le transfert d'énergie mais ne compense pas les pertes par absorption ($\alpha = 1,6\ cm^{-1}$). Elle pourrait être augmentée par des améliorations d'ordre technologique : contacts électriques de meilleure qualité, uniformité du champ dans le volume du matériau et traitement anti-reflet sur les faces d'entrée du cristal.

III.4. Bande passante en fréquences spatiales :

Le champ de "diffusion" E_T et le champ de charge d'espace maximal E_q dépendent de la fréquence spatiale suivant les relations :

$$E_T = \frac{2\ \Pi\ kT}{e\ \ \Lambda} \qquad\qquad E_q = \frac{e\ N_A\ \ \Lambda}{2\ \Pi\ \varepsilon_o\ \varepsilon_r}$$

$$E_T = 0,16\ \ 10^{-3}\ \Lambda^{-1}\ \ kV.cm^{-1} \qquad (\Lambda \text{ en cm})$$

$$E_q = 10^5\ \Lambda\ kVcm^{-1}$$

D'autre part, la variable δ , qui intervient dans l'expression de γ_o, varie avec l'angle entre les faisceaux d'enregistrement

$$\delta = \frac{\Pi \; n_o^3 \; r_{41}}{\lambda_o \cos \theta}$$

$$(\cos \theta)^{-1} = \frac{2 \; n_o \; \Lambda}{(4 \; n_o^2 \; \Lambda^2 - \lambda_o^2)^{1/2}}$$

Le gain effectif γ_o dépend donc du pas des strates Λ. Il atteint un maximum dont la position est fonction du champ électrique appliqué (figure 7).

$\gamma_o = 1,4$	$\Lambda = 0,9$ µm	$E_o = 0$
$\gamma_o = 2,8$	$\Lambda = 4$ µm	$E_o = 19$ kV.cm^{-1}

Les courbes de la figure 6 sont tracées pour un cristal BSO de 10 mm d'épaisseur d'interaction et de coefficient d'absorption $\alpha = 1,6$ cm^{-1} à $\lambda_o = 514$ nm ($\beta = 8.10^{-3}$).

D'après le modèle de KUKHTAREV et al[9], le tableau ci-dessous résume les différentes évolutions du rendement de diffraction η et du gain exponentiel normalisé Γ, dans les cas limites :

	DIFFUSION		DRIFT	
Λ	< 0,5 µm	> 3 µm	< 0,5 µm	> 3 µm
$\eta \sim$	$E_q^2 \; (\Lambda^2)$	$E_T^2 \; (\Lambda^{-2})$	$E_q^2 \; (\Lambda^2)$	Saturation (E_o^2)
$\Gamma \sim$	$E_q \; (\Lambda)$	$E_T \; (\Lambda^{-1})$	$E_q \; (\Lambda)$	$E_T \; (\Lambda^{-1})$

Figure 6 : Gain effectif γ_o en fonction du champ électrique appliqué E_o pour différentes valeurs de Λ

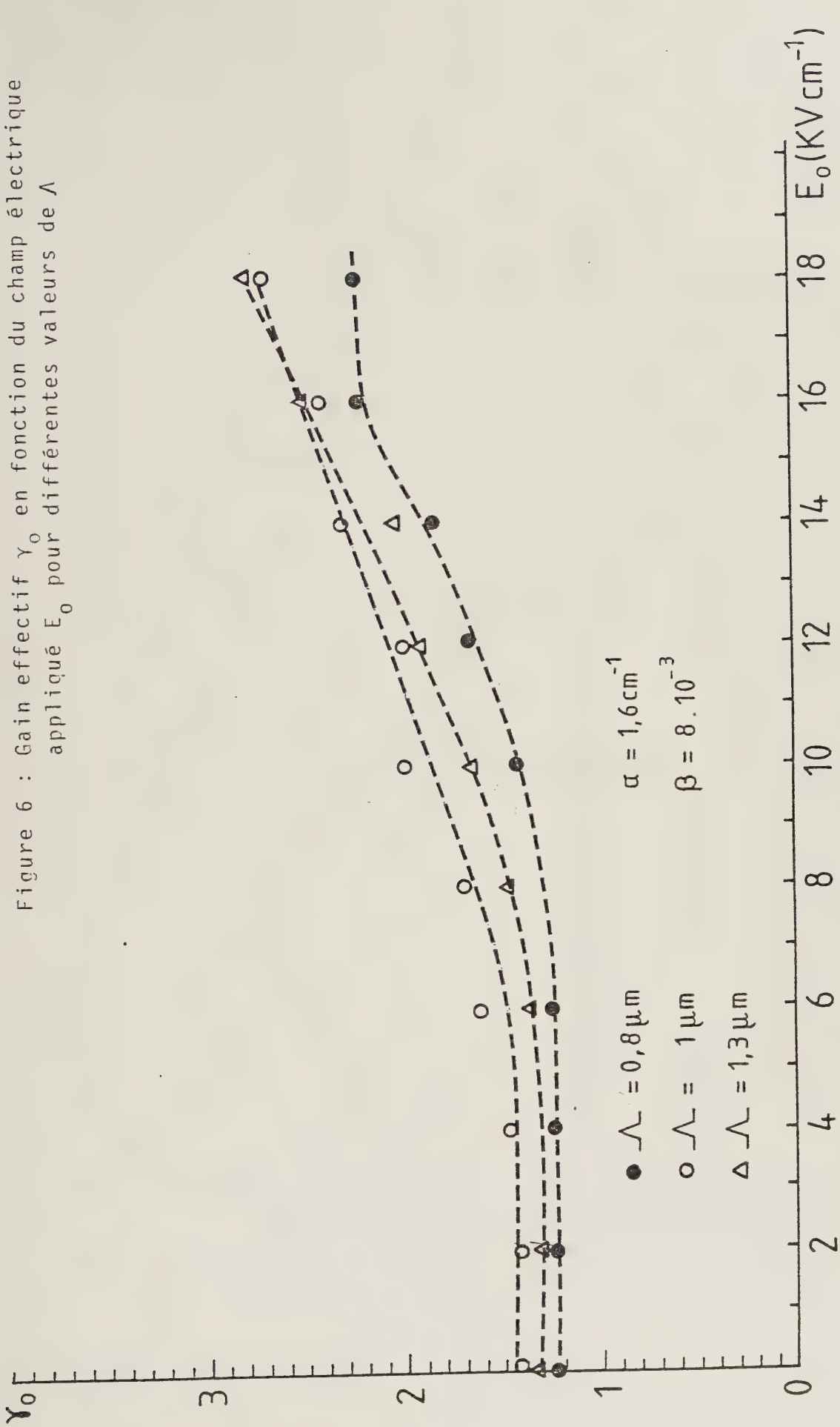
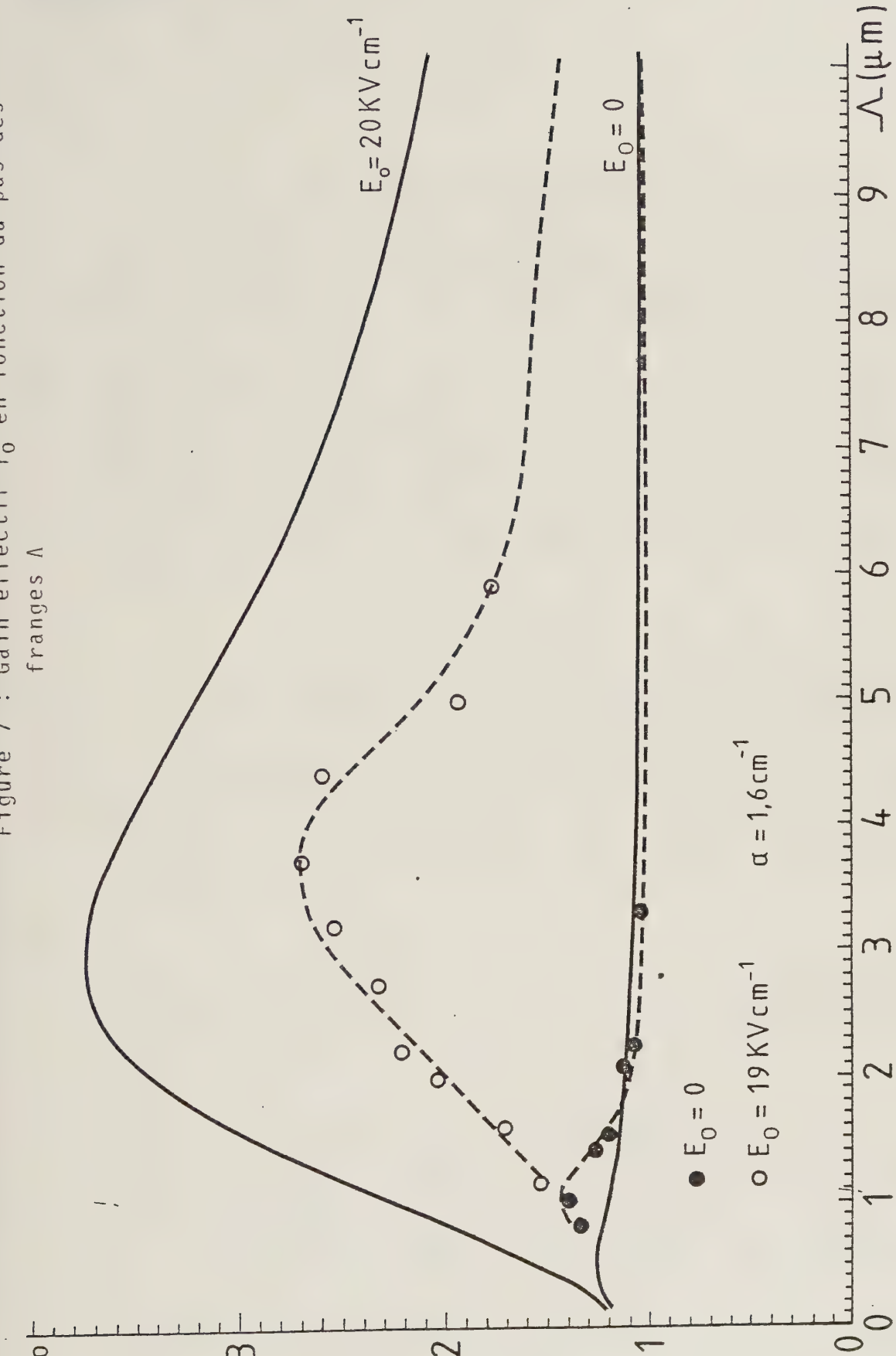


Figure 7 : Gain effectif γ_0 en fonction du pas des franges Λ



III.5. Influence de l'intensité incidente

Le gain effectif γ_o augmente pour de faibles valeurs de l'intensité incidente, mais atteint assez rapidement la saturation pour $I_{S_o} \geq 10\ \mu W.cm^{-2}$ (figure 8). Ceci s'explique par la limitation du champ de charge d'espace par la densité des pièges qui participent à l'établissement du réseau holographique[12]. Cependant, la concentration des centres accepteurs pouvant être différente suivant la longueur d'onde d'inscription et les densités d'énergie mises en jeu, la valeur du seuil I_{S_o} pourrait dépendre des conditions expérimentales[13].

III.6. Constantes de temps du transfert d'énergie

Actuellement, aucun modèle théorique ne tient compte de la dynamique de l'interaction entre les deux ondes d'enregistrement. Seules les mesures expérimentales (figure 9) permettent de formuler quelques conclusions quant aux constantes de temps τ_e :

- Les deux phénomènes, efficacité de diffraction et transfert d'énergie, donnent des cycles inscription-effacement symétriques pour une même longueur d'onde d'enregistrement et de lecture.
- Le transfert d'énergie est toujours plus rapide que la diffraction, dans l'orientation cristallographique Γ_{max} (figure 2)
- Les constantes de temps du transfert restent indépendantes du champ électrique appliqué.
- L'efficacité de diffraction sature deux fois plus vite dans l'orientation η_{max}.
- Les constantes de temps du couplage d'onde ne dépendent pas du taux de modulation des franges, contrairement à celles du rendement de diffraction.

La rapidité du couplage d'onde peut s'expliquer simplement par le fait que γ_o varie exponentiellement avec la modulation d'indice Δn (t), alors que le rendement η est proportionnel à $(\Delta n)^2$. Or, comme cette modulation au début de l'enregistrement est une fonction linéaire du temps [14], le transfert d'énergie s'effectue presque instantanément.

La densité d'énergie incidente, essentiellement contenue dans le faisceau "pompe" ($\beta << 1$), influe sur la valeur de τ_e (figure 10). Le cristal BSO montre une bonne réciprocité dans ce domaine, et τ_e diminue lorsque I_{R_o} augmente.

$$\tau_e = 50 \text{ ms à } I_{R_o} = 20 \text{ mW.cm}^{-2}$$

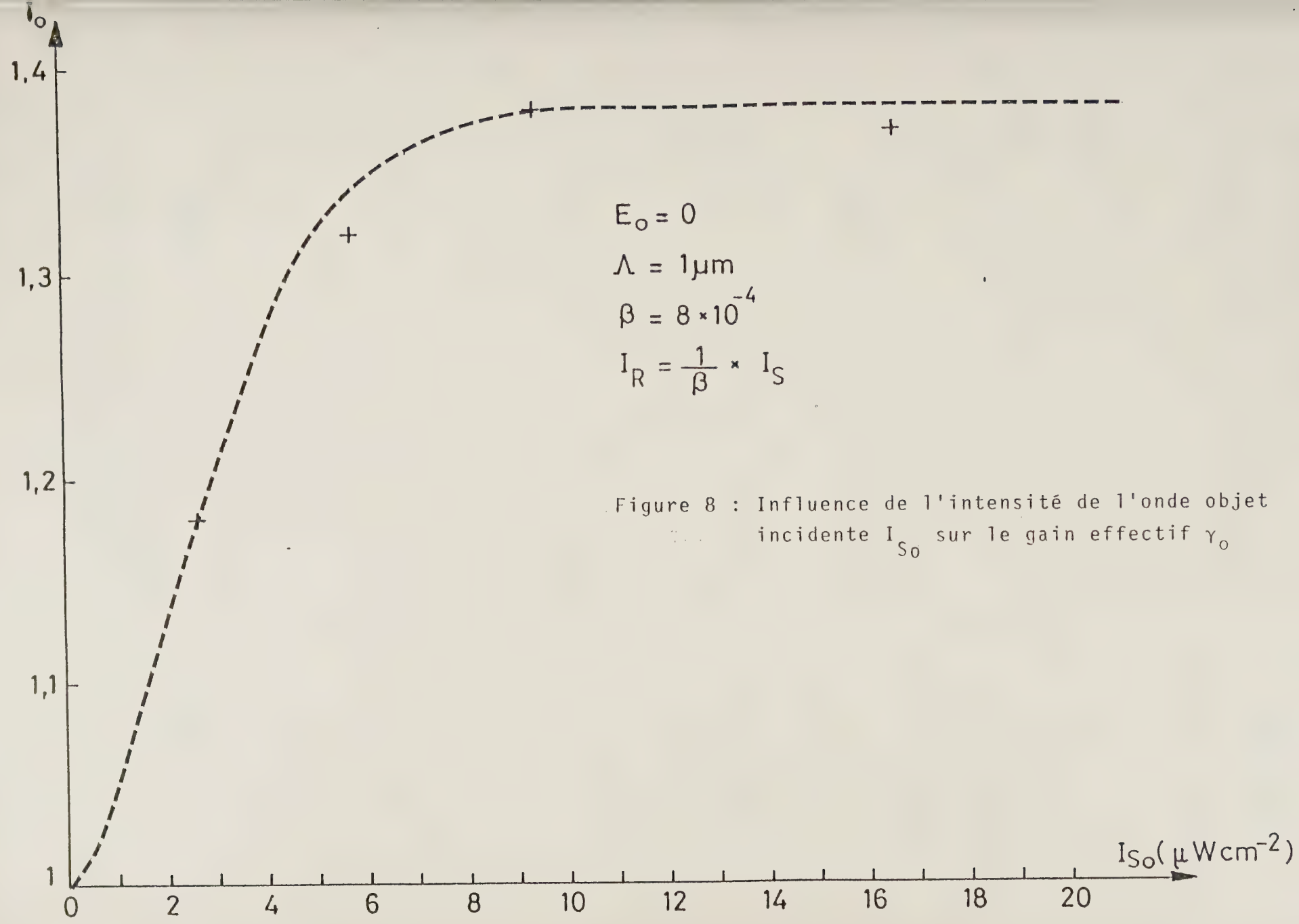
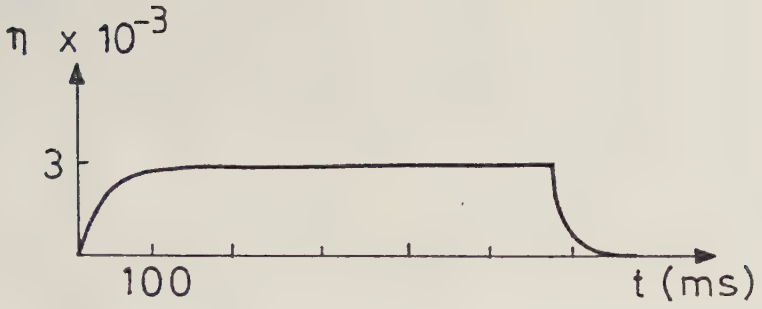


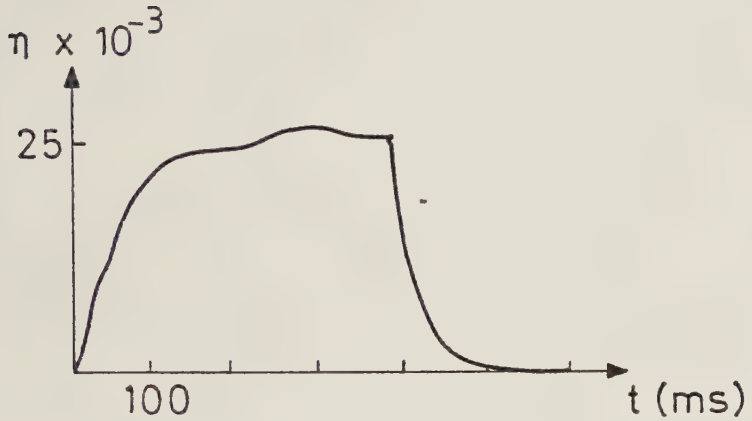
Figure 8 : Influence de l'intensité de l'onde objet incidente I_{So} sur le gain effectif γ_o



$\beta = 1$

$E_o = 0$

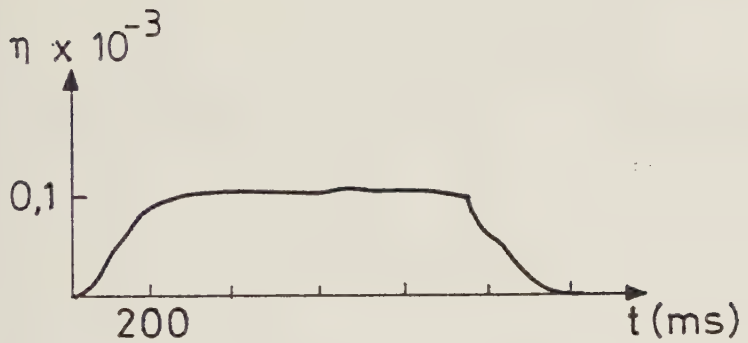
$\Lambda = 2{,}8\ \mu m$



$\beta = 1$

$E_o = 6\ kV cm^{-1}$

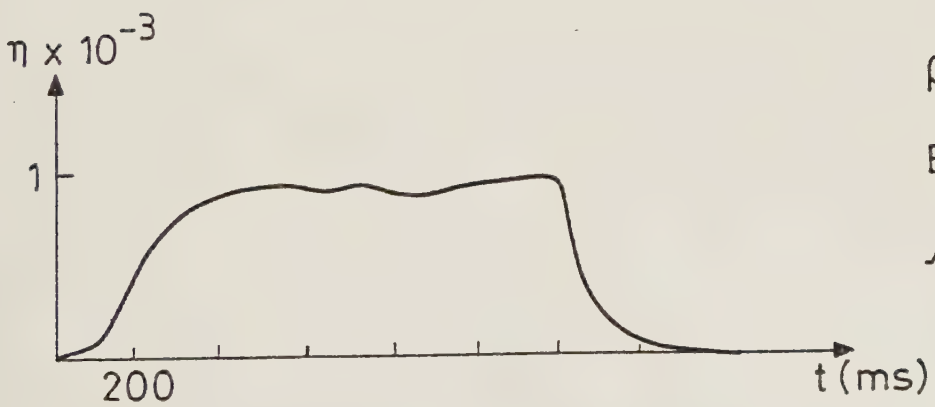
$\Lambda = 2{,}8\ \mu m$



$\beta = 10^{-2}$

$E_o = 0$

$\Lambda = 2{,}8\ \mu m$



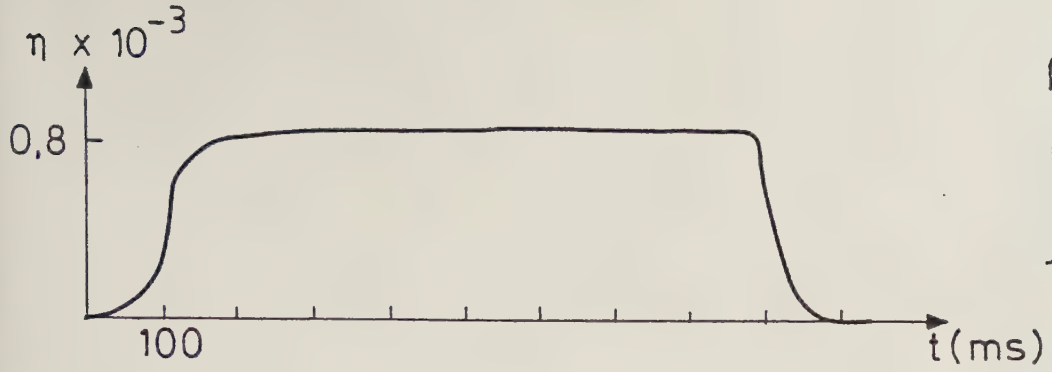
$\beta = 10^{-2}$

$E_o = 6\ kV cm^{-1}$

$\Lambda = 2{,}8\ \mu m$

a) orientation cristallographique η_{max}

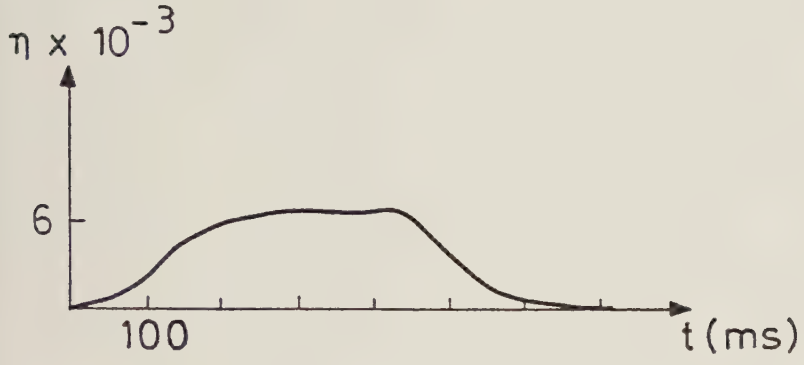
Figure 9 : Cycles inscription - effacement



$\beta = 1$

$E_o = 0$

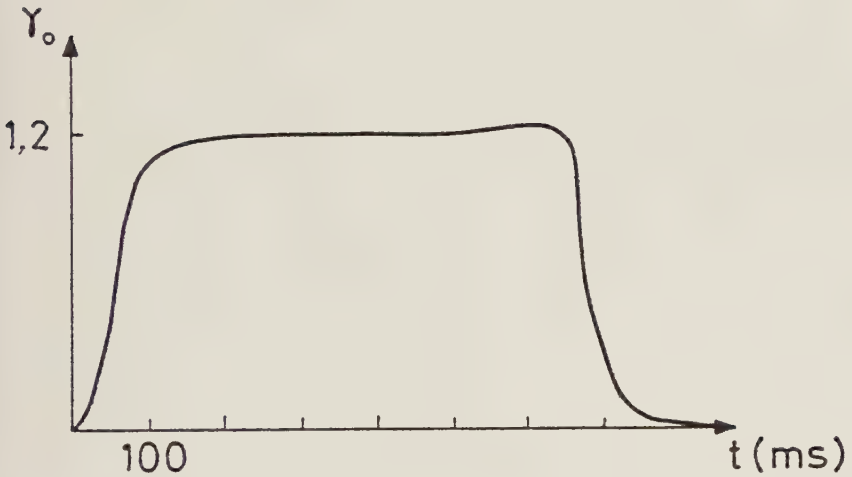
$\Lambda = 2{,}8\,\mu m$



$\beta = 1$

$E_o = 6\,kV cm^{-1}$

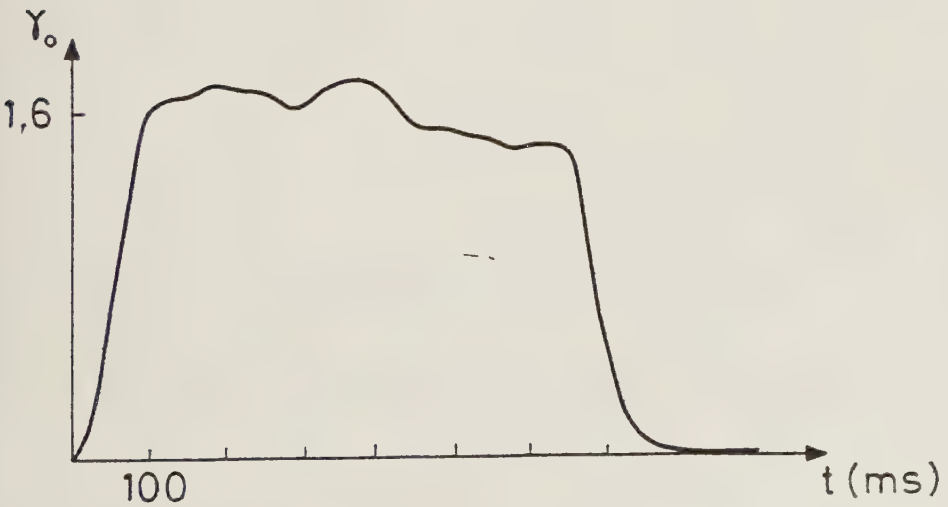
$\Lambda = 2{,}8\,\mu m$



$\beta = 10^{-2}$

$E_o = 0$

$\Lambda = 1{,}5\,\mu m$



$\beta = 10^{-2}$

$E_o = 10\,kV cm^{-1}$

$\Lambda = 1{,}5\,\mu m$

b) orientation cristallographique Γ_{max}

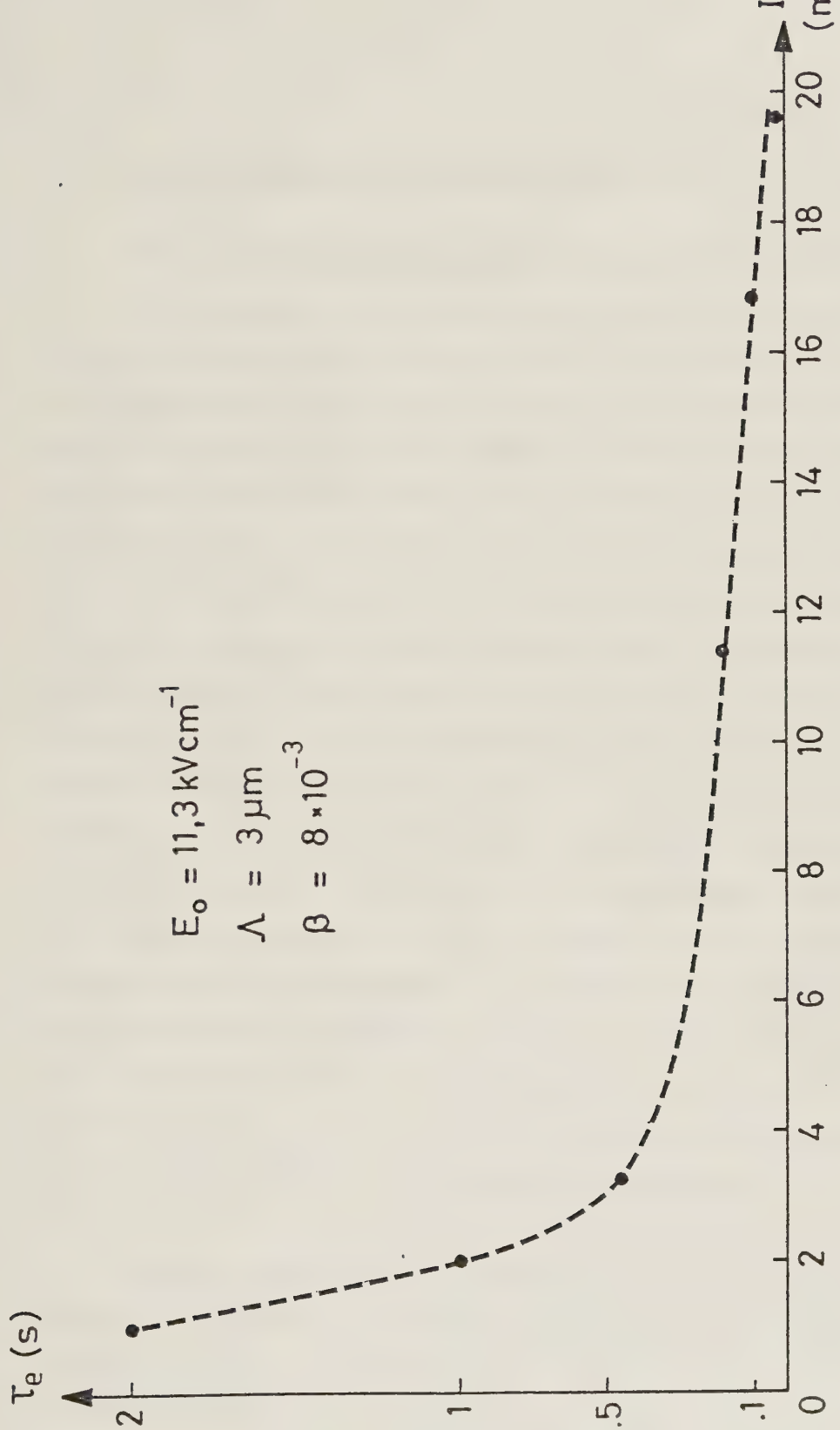


Figure 10 : Constante de temps de transfert d'énergie en mixage deux ondes.

IV - AMPLIFICATION EN MIXAGE DEUX ONDES

IV.1. Résolution des équations d'ondes couplées

La formation d'un hologramme dans le volume d'un support photosensible dynamique, à réponse non locale, s'accompagne d'une redistribution d'intensité entre les deux faisceaux d'enregistrement. Selon le modèle de KUKHTAREV, vérifié expérimentalement sur les cristaux BSO, ce transfert d'énergie stationnaire, dû au déphasage ψ entre les réseaux d'illumination et holographique, est optimisé pour $\psi = \Pi/2$ [1,5,9]. Cette condition est réalisée lorsque le champ de charge d'espace s'établit par "diffusion" des photoporteurs. Par contre la modulation d'indice Δn reste faible au cours de ce processus. Afin de bénéficier du champ électrique appliqué, qui accroît Δn mais diminue le déphasage, une technique simple est proposée pour obtenir une valeur de ψ adéquate, et donc une bonne interaction entre les deux ondes . Les franges d'interférence sont déplacées à vitesse constante, ce qui a pour effet d'introduire un déphasage supplémentaire [15]. Suivant la position respective des faisceaux incidents, l'orientation cristallographique et le déplacement des strates, l'énergie est transférée de l'onde signal vers l'onde référence ("pompe") ou inversement. Le modèle décrit le cas où l'intensité du faisceau objet est amplifiée après traversée du matériau.

Deux ondes planes, référence R et signal S, interfèrent dans le volume d'un échantillon BSO. La distribution d'intensité I (x) et l'indice de réfraction n (x) sont donnés par les expressions

$$I(x) = I_o (1 + m \cos Kx)$$
$$n(x) = n_o + m \Delta n_s \cos (Kx + \psi)$$

$K = 2\,\Pi/\Lambda$ est le vecteur d'onde spatial ; $I_o = I_{R_o} + I_{S_o}$

$$m = \frac{2\,R\,S}{R^2 + S^2}$$

m est le taux de modulation des franges ; Δn_s la variation d'indice à saturation.

La réponse non locale, représentée par le déphasage ψ, peut s'expliquer par le mécanisme physique d'enregistrement (migration des photoporteurs et champ de charge d'espace), ou s'introduire artificiellement (déplacement du support ou des franges d'illumination, champs électrique et magnétique croisés) [5].

Les amplitudes R et S sont déduites du système d'équations d'ondes couplées de KOGELNIK [16,17] :

$$\frac{dR}{dz} = -\,i\,\chi\,S\,\exp(-i\psi) - \frac{\alpha}{2}\,R$$

$$\frac{dS}{dz} = -\,i\,\chi\,R\,\exp(i\psi) - \frac{\alpha}{2}\,S$$

$\chi = \dfrac{\Pi\,m\,\Delta n}{\lambda_o \cos\theta}$ est la constante de couplage

2θ est l'angle entre les deux faisceaux à l'intérieur du matériau. α est le coefficient d'absorption en intensité à la longueur d'onde λ_o.
La modulation d'indice est la somme de deux composantes, Δn_1 et Δn_2, qui sont respectivement en phase et en quadrature par rapport au réseau d'illumination [18] :

$$\Delta n\ (x) = \Delta n_1 \cos Kx + \Delta n_2 \sin Kx$$

$$\Delta n_1 = m\ \Delta n_s \cos \psi$$

$$\Delta n_2 = - m\ \Delta n_s \sin \psi$$

Seul le second terme Δn_2 contribue efficacement à la redistribution d'intensité par couplage d'ondes. Le système d'équations s'applique à la composante du réseau déphasée de $\psi = \Pi/2$

$$\frac{dR}{dz} = - \chi_o\ S - \frac{\alpha}{2}\ R$$

$$\frac{dS}{dz} = \chi_o\ R - \frac{\alpha}{2}\ S$$

$$\chi_o = \frac{\Pi\ \Delta n_2}{\lambda_o \cos \theta}$$

$R\ (O) = R_o$; $S\ (O) = S_o$ sont les conditions aux limites. Le milieu étant dynamique, le taux de modulation des strates (m) est fonction de l'amplitude locale des deux ondes R (z) et S (z).

Les équations d'ondes couplées deviennent :

$$\frac{dR}{dz} = - \frac{\Gamma}{2}\ \frac{R\ S^2}{R^2 + S^2} - \frac{\alpha}{2}\ R$$

$$\frac{dS}{dz} = \frac{\Gamma}{2}\ \frac{R^2\ S}{R^2 + S^2} - \frac{\alpha}{2}\ S$$

$$\Gamma = \frac{4\ \Pi\ \Delta n_s \sin\ \psi}{\lambda_o\ \cos\ \theta}$$

A l'aide des relations de conservation d'énergie

$$I_R = R^2 \quad ; \quad I_S = S^2$$

$$R^2 + S^2 = (R_o^2 + S_o^2) \exp(-\alpha z)$$

$$\frac{dR}{dz} = -\frac{1}{2}(\Gamma + \alpha) R + \frac{\Gamma}{2} \frac{R^3}{R_o^2 + S_o^2} \exp(\alpha z)$$

$$\frac{dS}{dz} = \frac{1}{2}(\Gamma - \alpha) S - \frac{\Gamma}{2} \frac{S^3}{R_o^2 + S_o^2} \exp(\alpha z)$$

La résolution de ce système donne les expressions des intensités à la sortie du matériau ($z = \ell$)

$$I_S = I_{S_o} \frac{I_{R_o} + I_{S_o}}{I_{R_o} + I_{S_o} \exp(\Gamma \ell)} \exp[(\Gamma - \alpha)\ell]$$

$$I_R = I_{R_o} \frac{I_{R_o} + I_{S_o}}{I_{R_o} + I_{S_o} \exp(\Gamma \ell)} \exp(-\alpha \ell)$$

Le signal est donc amplifié si la condition $\Gamma > \alpha$ est satisfaite.

Γ est le gain exponentiel par unité de longueur induit par la composante du réseau déphasée de $\Pi/2$.

L'amplification s'explique physiquement par une auto-diffraction constructive dans la même direction que celle du faisceau signal.

Comme indiqué dans la référence (7), le transfert d'énergie est mieux représenté par le gain effectif γ_o :

$$\gamma_o = \frac{I_S \text{ avec onde de pompe}}{I_S \text{ sans onde de pompe}}$$

$$\gamma_o = \frac{(I_{R_o} + I_{S_o}) \exp(\Gamma \ell)}{I_{R_o} + I_{S_o} \exp(\Gamma \ell)}$$

Pour un faible rapport entre les faisceaux d'enregistrement ($\beta << 1$; $\beta = I_{S_o} / I_{R_o}$), γ_o devient :

$$\gamma_o \simeq \exp(\Gamma \ell)$$

L'effet important dû à la redistribution d'intensité est l'augmentation de la modulation d'indice avec la longueur d'interaction

$$\Delta n_2 (z) = m(z) \Delta n_s \sin \psi$$

$$m(z) = 2 \sqrt{\frac{I_S(z)}{I_R(z)}}$$

$$m(z) = m_o \exp\left(\frac{\Gamma}{2} z\right)$$

$$m_o = 2\sqrt{\frac{I_{S_o}}{I_{R_o}}} \qquad (m_o << 1)$$

IV.2. Amplitude de la modulation d'indice et gain avec déplacement des franges d'interférence

Lorsque l'une des ondes incidentes est modulée linéairement en fréquence, le système de franges d'interférence se déplace à la vitesse constante v, et la répartition spatiale de l'éclairement s'exprime par :

$$I\ (x,t) = I_o\ \left[1 + m \cos\ (K\ (x - vt))\right]$$

Le calcul de la modulation d'indice en chaque point du cristal doit donc faire intervenir la constante de temps caractéristique de l'établissement du champ de charge d'espace dans le matériau. Pour le BSO, n_o étant l'indice de réfraction

$$n\ (x,t) = n_o + \Delta n\ (x,t)$$

$$\Delta n\ (x,t) = C_o \int_o^t E_{sc}(x,t')\ \delta\ (t - t')\ dt'$$

Cette intégrale représente la convolution entre le champ $E_{sc}\ (x,t)$ et la réponse temporelle $\delta\ (t)$. C_o est une constante de proprotionnalité.

Le milieu dynamique étant placé dans la configuration par "drift" ($1\ kV.cm^{-1} < E_o < 10\ kV.cm^{-1}$; $\Lambda > 3,5\ \mu m$), l'amplitude du champ E_{sc} est une fonction linéaire de la modulation de l'intensité $I\ (x,t)$ et du champ électrique appliqué E_o. Dans le domaine des fréquences spatiales considérées, la contribution du champ de "diffusion" E_T est négligeable ($E_T = 450\ Vcm^{-1}$ à $\Lambda = 3,5\ \mu m$).

$$\Delta n\ (x,t) = m\ CE_o \int_o^t \cos\left[K\ (x - vt') + \psi_o\right] \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_e}\right) dt'$$

$\delta\ (t) = \exp\ (-\ t\ /\ \tau_e)$ est la réponse impulsionnelle du cristal, τ_e la constante de temps d'établissement du réseau holographique et $\Delta n_s = CE_o$ la modulation d'indice à saturation par "drift". Le déphasage ψ_o traduit la réponse non locale du support photosensible, mais sa faible valeur $[\psi_o < 10^{-1}$ rd$]$ sous champ appliqué correspond à un transfert d'énergie limité dans un montage classique (7).

L'intégration de la relation précédente donne :

$$\Delta n\ (x,t) = m\ \Delta n_s \cos\ \phi\ \cos\left[K\ (x - vt) + \psi_o + \phi\right]$$

$$\phi = \text{arctg}\ (K\ v\ \tau_e)$$

Le déphasage entre les réseaux d'illumination et holographique devient $\psi = \psi_o + \phi$ et peut être contrôlé par la vitesse à un pas de franges donné. L'amplitude de la modulation d'indice, stationnaire et déphasée de $\Pi/2$, s'écrit :

$$\Delta n_2 = m\ C\ E_o \cos\ \phi\ \sin\ (\phi + \psi_o)$$

$$\Delta n_2 = m\ C\ E_o \frac{1}{1 + K^2 v^2 \tau_e^{\ 2}} (\sin\ \psi_o + Kv\tau_e \cos\ \psi_o)$$

Elle est optimisée pour une vitesse de déplacement telle que :

$$v_o = \frac{1}{K\ \tau_e} \text{tg}\ \left(\frac{\Pi}{4} - \frac{\psi_o}{2}\right)$$

Dans le cas où $\beta << 1$, les gains effectif γ_o et exponentiel normalisé Γ sont donnés par les expressions suivantes :

$$\gamma_o = \exp\left[\frac{4\,\Pi\,\ell}{\lambda_o \cos\theta} C\, E_o \frac{1}{1 + K^2 v^2 \tau_e^2}(\sin\psi_o + Kv\tau_e \cos\psi_o)\right]$$

$$\Gamma = \frac{4\,\Pi}{\lambda_o \cos\theta} C\, E_o \frac{1}{1 + K^2 v^2\, \tau_e^2}\,(\sin\psi_o + Kv\,\tau_e\,\cos\psi_o)$$

IV.3. Mesures expérimentales et influence de la vitesse de déplacement

Dans le montage expérimental de la figure 11, deux ondes planes sont générées à partir d'un laser argon (λ_o = 514 nm) et interfèrent dans le volume du cristal BSO, orienté en configuration électrooptique transverse Γ_{max} (figure 12). Les intensités des faisceaux d'enregistrement sont respectivement I_{R_o} = 16 mW.cm^{-2} et I_{S_o} = 300 µW.cm^{-2} ($\beta << 1$), et la constante de temps correspondante est $\tau_e \simeq 150$ ms. Celle-ci peut être diminuée si l'intensité de la "pompe" est plus grande [7]. La longueur d'interaction est de 10 mm, afin d'avoir un couplage d'onde appréciable. Le champ électrique E_o est appliqué, sur des électrodes peintes à la laque d'argent, dans la direction 001, et le déphasage ϕ est introduit par déplacement à vitesse constante du support photosensible à l'aide d'un moteur, ou du réseau d'illumination par l'intermédiaire d'un miroir piezoélectrique et d'un générateur de rampes. Une photodiode mesure l'intensité du signal transmis avec et sans l'onde de référence: Sur la figure 13, le gain effectif γ_o et le gain exponentiel Γ sont tracés en fonction du champ extérieur E_o pour différents pas de franges Λ. Pour chaque condition

expérimentale, la vitesse est ajustée à sa valeur optimale v_o ($K\ v_o\ \tau_e \simeq 1$). Par "drift", γ_o ne dépend pas de Λ ($\Lambda > 3\ \mu m$) car la modulation d'indice à saturation est presque constante dans ce domaine de fréquences spatiales.

A $E_o = 0$, le processus de "diffusion" contribue faiblement au couplage d'onde ($\gamma_o \simeq 1,2$). Les courbes théoriques sont données pour les conditions suivantes : $\psi_o = 0$; $k\ v_o\ \tau_e = 1$. L'écart à la loi exponentielle ($E_o > 6\ kV.cm^{-1}$) peut s'expliquer par une modulation d'indice non uniforme dans le volume du matériau, l'aspect gaussien des faisceaux d'enregistrement, les réflexions multiples internes et la saturation du champ de charge d'espace pour des valeurs élevées de E_o. Le coefficient d'absorption du BSO, réflexions sur les interfaces incluses, est $\alpha = 1,9\ cm^{-1}$ à $\lambda_o = 514\ nm$.
Le signal de sortie est donc amplifié pour $E_o > 7\ kV.cm^{-1}$ ($I_S = 1,5\ I_{S_o}$; $E_o = 10\ kV.cm^{-1}$).

Le gain exponentiel mesuré ($\Gamma = 2,4\ cm^{-1}$ à $E_o = 10\ kV.cm^{-1}$ est inférieur à celui des cristaux $LiNbO_3$ à cause de la plus faible valeur de la modulation d'indice à saturation ($\Delta n_s \simeq 10^{-5}$) dûe à la densité des centres accepteurs $N_A = 10^{16}\ cm^{-3}$. La figure 14 illustre l'évolution de γ_o en fonction de la vitesse de déplacement pour un champ $E_o = 6\ kVcm^{-1}$. La résonance dans le transfert d'énergie est atteinte lorsque $K\ v_o\ \tau_e \simeq 1$ ($\tau_e \simeq 120\ ms$; $v_o = 6\ \mu ms^{-1}$ à $\Lambda = 3,5\ \mu m$). Le signe de ϕ dépend de la polarité du champ électrique appliqué. L'amplification s'obtient lorsque le cristal tend à s'éloigner du pôle positif de E_o. Pour des vitesses négatives, le déphasage n'est pas optimisé et par conséquent le couplage d'onde n'a pas lieu. Pour des vitesses de déplacement grandes, le cristal n'a pas le temps d'enregistrer le réseau holographique et le gain est nul.

Par contre, pour $v_o = (K\tau_e)^{-1}$, les conditions d'amplification sont satisfaites. v_o varie avec le pas des strates et la constante de temps d'inscription τ_e qui dépend du champ appliqué, comme le montre la figure 15.

Théoriquement, par dérivation de l'expression $I_s(\ell)$, il existe une longueur optimale pour le transfert d'énergie :

$$\ell_o = \frac{1}{\Gamma} \text{Log} \frac{|\Gamma - \alpha|}{\alpha \beta}$$

Cependant, les mesures comparatives sur deux échantillons différents de BSO, de longueur ℓ = 3 mm et ℓ = 10 mm, n'ont pas permis de confirmer ce résultat. En effet, d'après les courbes de la figure 16 :

$\alpha = 1{,}9\ cm^{-1}$	$\Gamma = 2{,}4\ cm^{-1}$
$\ell = 10$ mm	$\ell_o = 2{,}2$ cm
$\alpha = 3\ cm^{-1}$	$\Gamma = 4\ cm^{-1}$
$\ell = 3$ mm	$\ell_o = 1{,}5$ cm

Pour les deux cristaux, l'amplification est du même ordre de grandeur, $I_s = 1{,}5\ I_{s_o}$. Il semblerait donc que la partie utile qui contribue au couplage d'onde est plus faible que l'épaisseur du cristal puisque le gain exponentiel obtenu avec ℓ = 3 mm est plus important. Cet écart par rapport à la théorie pourrait être dû aux propriétés de polarisation particulières du BSO qui affectent le transfert d'énergie.

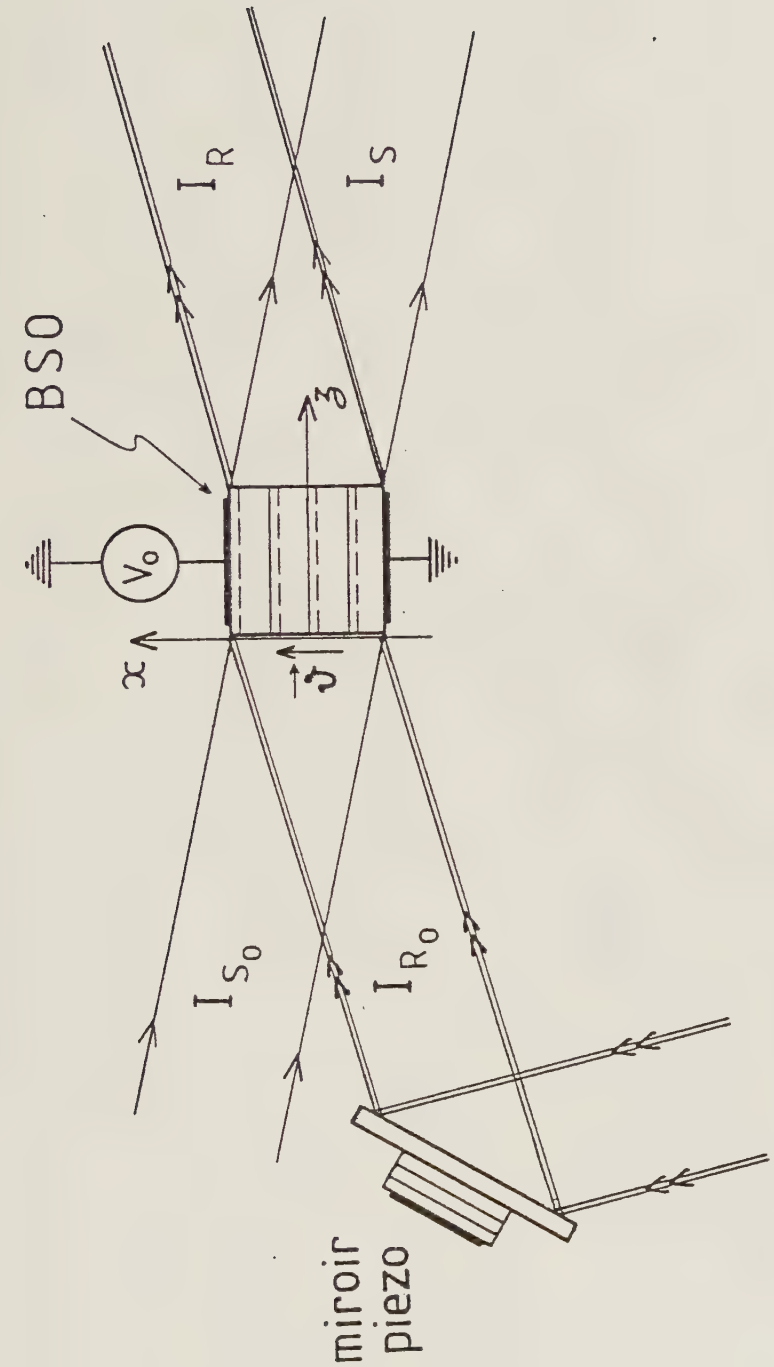


Figure 11 : Montage expérimental avec déplacement des franges d'interférence en mixage deux ondes. Le mirroir piézo est commandé par un générateur de rampes.

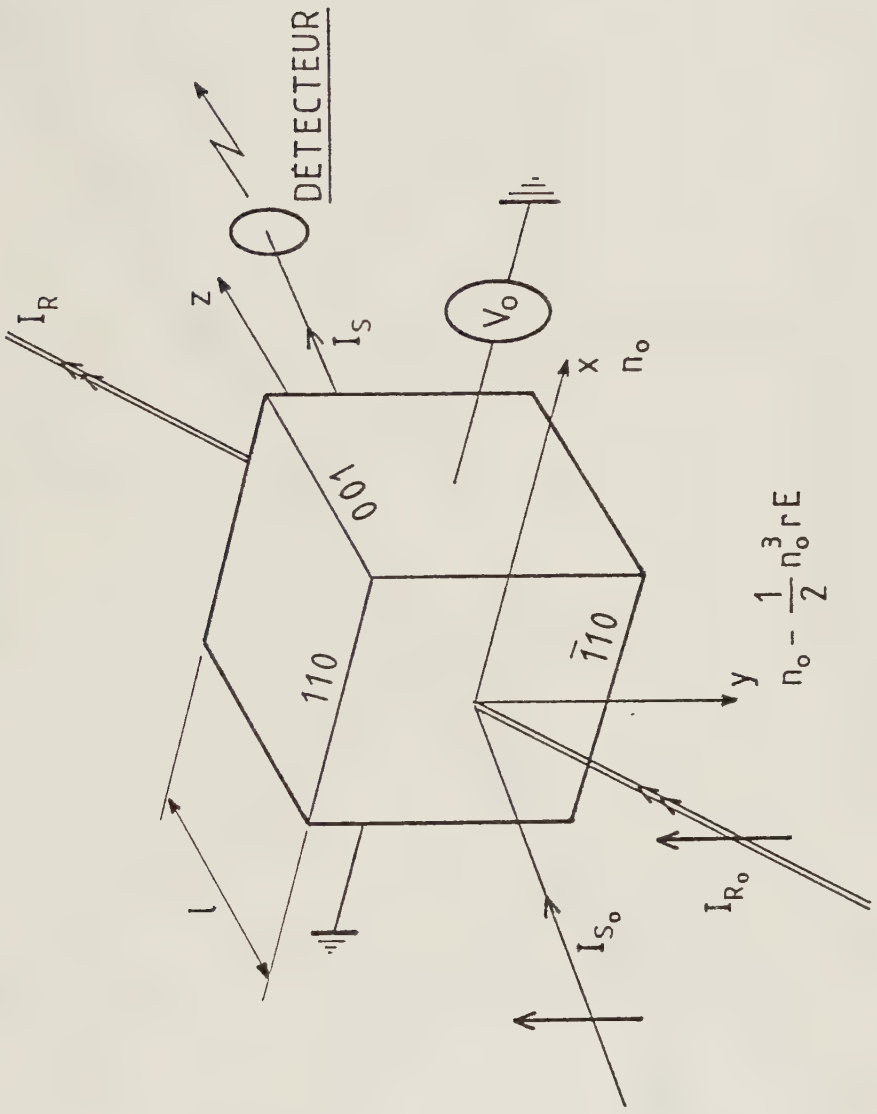


Figure 12 : Configuration électrooptique transverse Γ_{max}

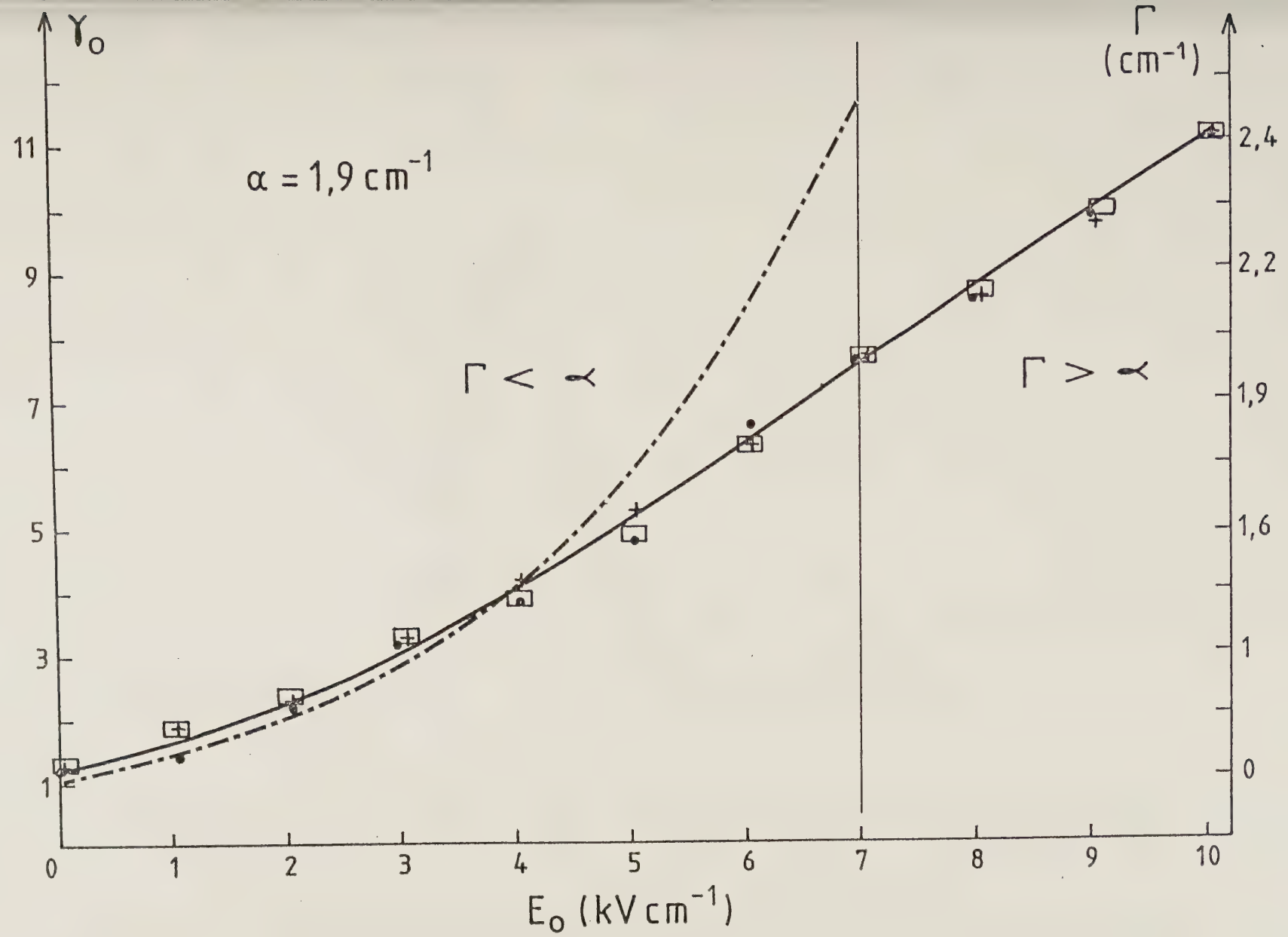


Figure 13 : Amplification par mixage deux ondes ($\Gamma > \alpha$) en fonction de E_o

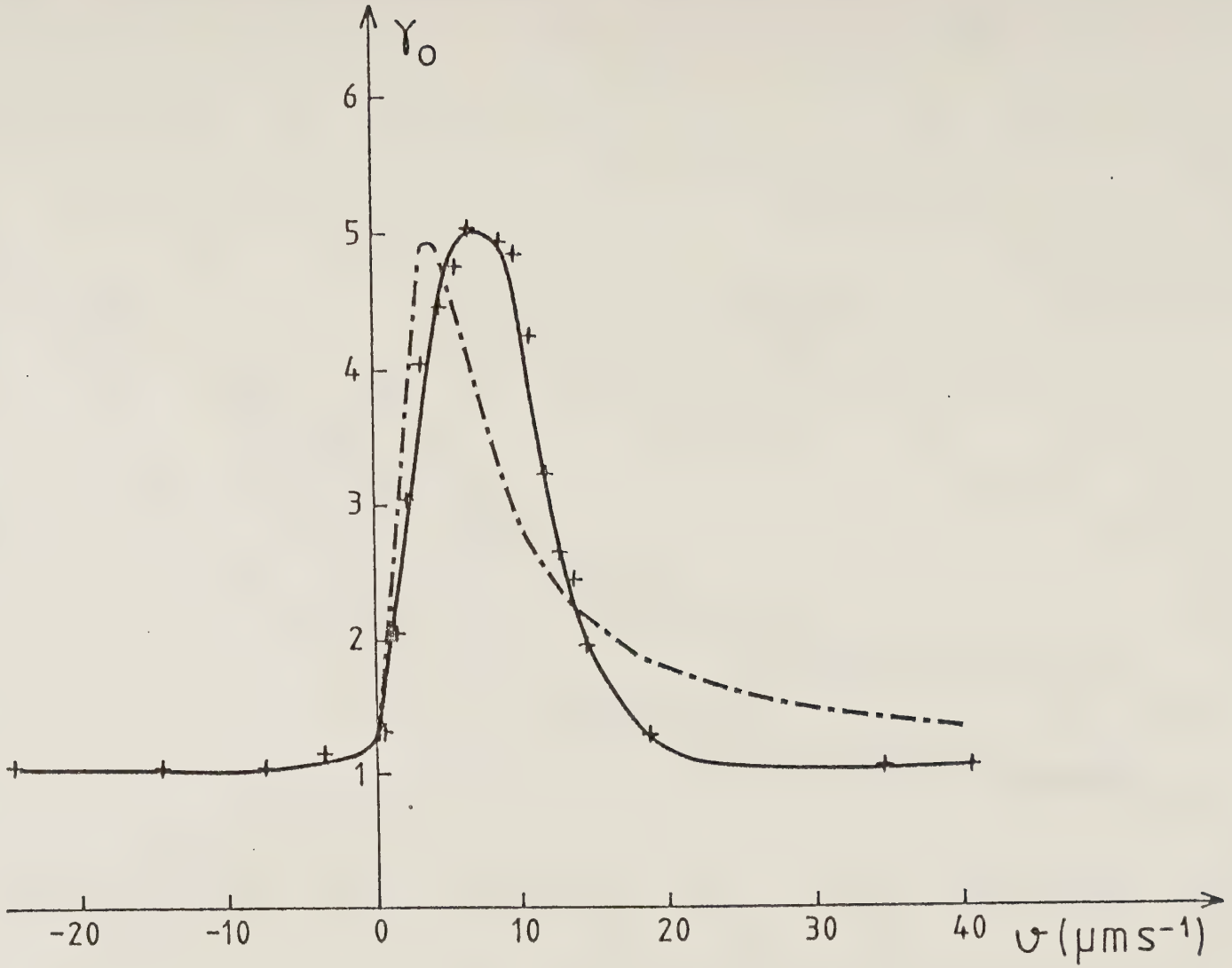


Figure 14 : Courbe de résonance de γ_o en fonction de la vitesse de déplacement v

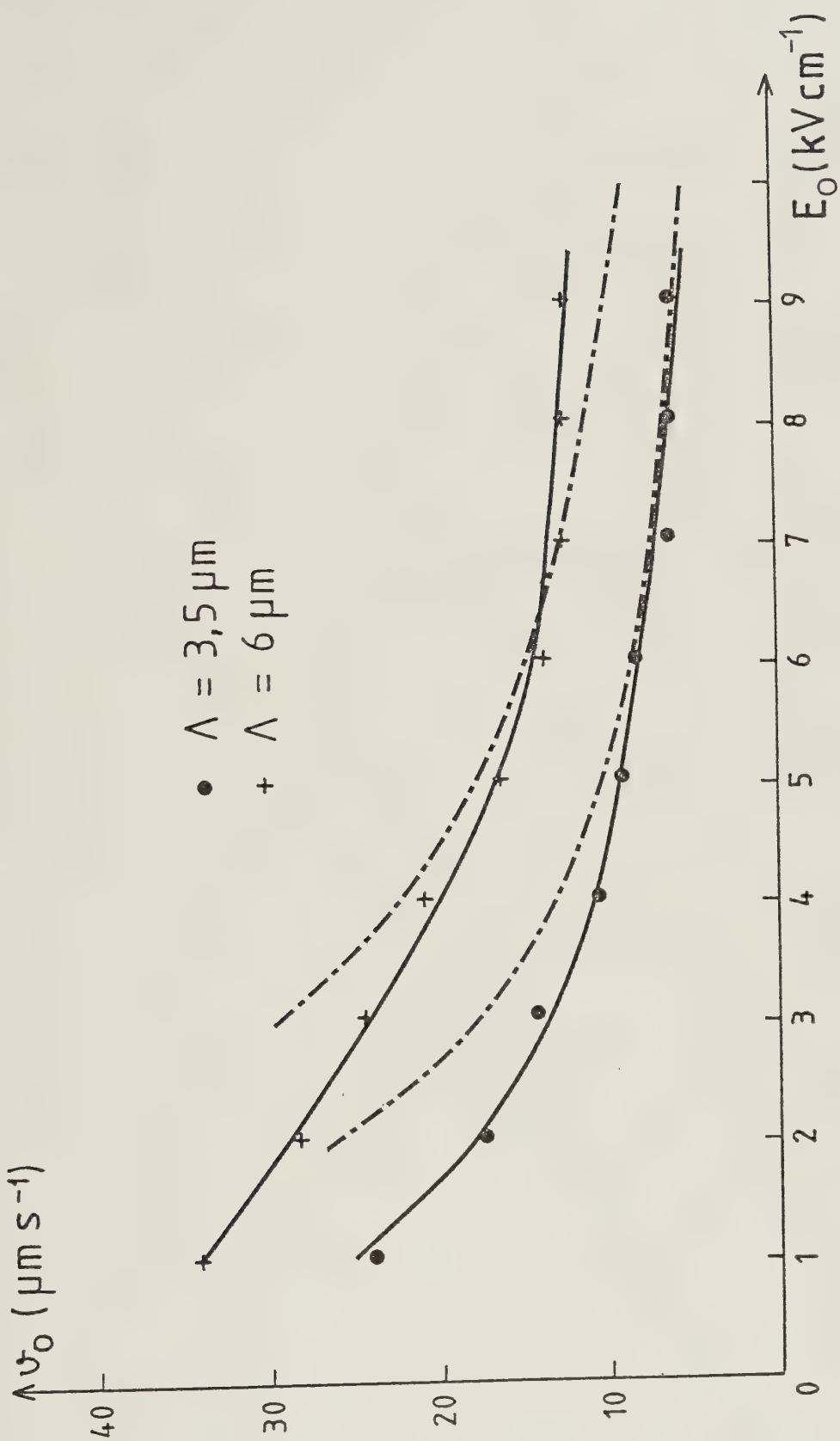


Figure 15 : Evolution de la vitesse optimale v_o en fonction du champ électrique appliqué E_o

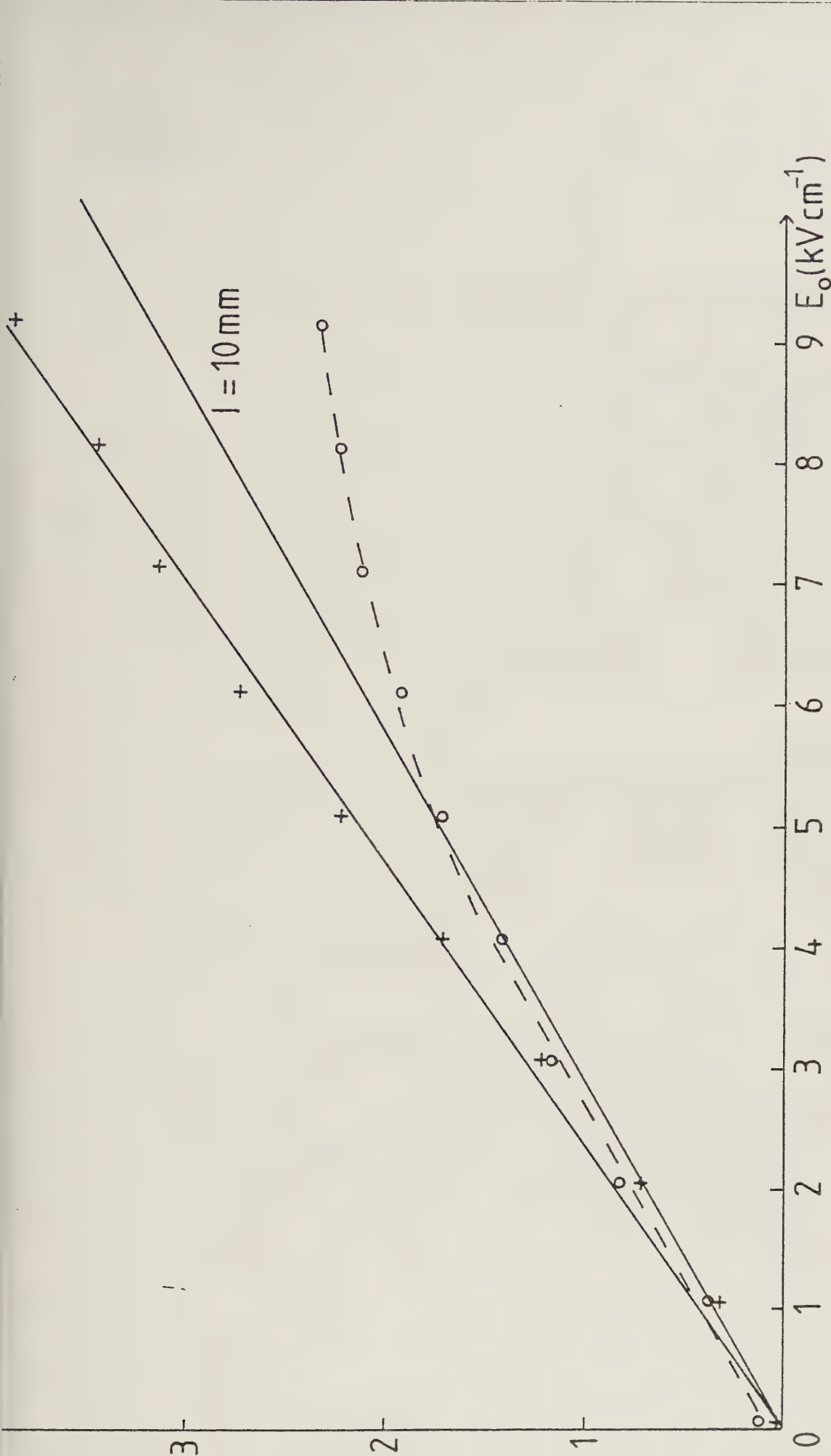


Figure 16 : Gain exponentiel Γ en fonction du champ électrique appliqué E_o
pour deux longueurs d'interaction du BSO

V - APPLICATION A L'INTERFEROMETRIE EN TEMPS REEL

V.1. Amplification d'une image complexe

Le transfert d'énergie relatif au couplage d'onde dans les cristaux BSO est à présent appliqué à l'étude de structures diffuses et tridimensionnelles. Les résultats précédents montrent que l'amplification d'un signal optique est réalisable lorsque le matériau est utilisé par "drift", dans une configuration électrooptique transverse, et qu'un déphasage optimum entre les réseaux d'illumination et d'indice est introduit par modulation linéaire de la phase de l'onde de "pompe".

Le dispositif holographique employé, dont le principal avantage est la simplicité, est représenté sur la figure 17. L'objet est un haut-parleur qui peut être excité périodiquement à l'aide d'un générateur de fonctions. A la sortie du cristal, l'image est projetée sur un moniteur T.V. ou une plaque photographique du type Polaroïd par l'intermédiaire d'une lentille.

Lorsque les conditions optimales sont satisfaites, le gain sur l'intensité du faisceau signal peut être notable ($I_S = 1,5\ I_{S_o}$). La planche I.B. montre la différence entre la transmission et l'amplification d'une structure diffuse par couplage deux ondes, après traversée du cristal BSO ($10 \times 10 \times 10\ mm^3$). Elle représente un gain effectif de l'ordre de $\gamma_o \simeq 10$ ($E_o = 10\ kVcm^{-1}$).

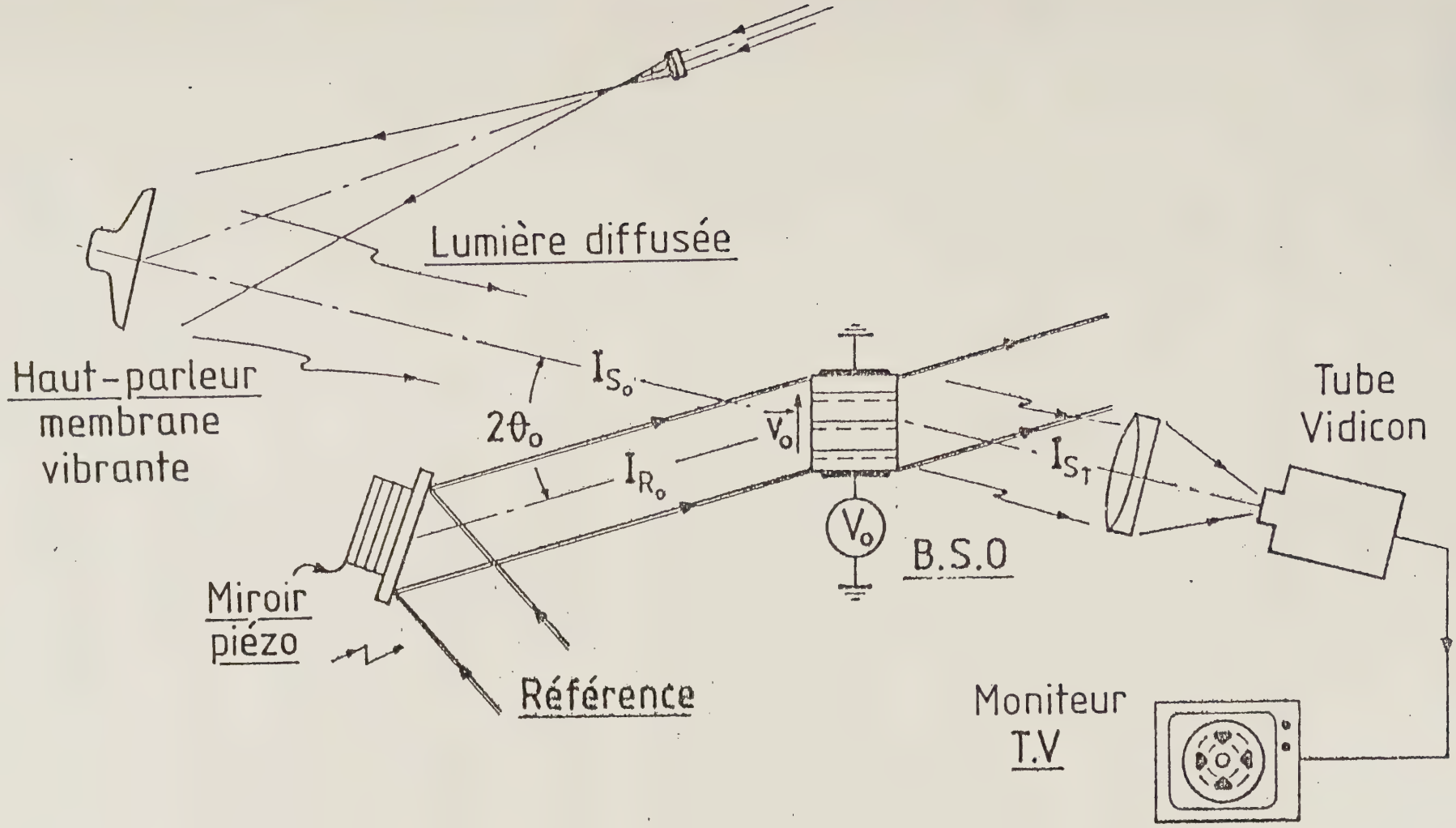


Figure 17 : Dispositif de contrôle non destructif en temps réel par mixage deux ondes

- Densités d'énergie lumineuse incidentes

Puissance laser	300 mW
onde objet	5 $\mu W.cm^{-2}$
Onde référence	10 $mW.cm^{-2}$

- Paramètres géométriques

Pas moyen des strates Λ	3 µm
Distance objet-cristal	70 cm
Diamètre de la membrane	7 cm

Il est à noter que les densités de puissances mises en jeu sont nettement inférieures à celles du montage à mixage quatre ondes. Il serait donc envisageable d'analyser des surfaces plus grandes en assurant une intensité de 10 $mW.cm^{-2}$ sur la référence et en éclairant l'objet avec la presque totalité de la puissance laser disponible.

V.2. Visualisation des modes de vibration d'une structure diffuse par couplage deux ondes :

Lorsque la phase de l'onde objet est modulée sinusoïdalement, les amplitudes R et S s'écrivent respectivement :

$$R = R_o \exp \left[i \left(\vec{k}_R \cdot \vec{r} + \delta\omega_o t \right) \right]$$

$$S = S_o \exp \left[i \left(\vec{k}_S \cdot \vec{r} + b \cos \Omega t \right) \right]$$

b (x,y) et $T = 2\pi/\Omega$ sont l'amplitude et la période de la modulation de phase au point (x,y).

La répartition spatiale de l'intensité lumineuse incidente s'écrit en fonction du temps :

$$I(x,y,t) = I_o(x,y,t,) \left[1 + m \cos \left(Kx + \delta\omega_o t - b \cos \Omega t \right) \right]$$

$$K = \frac{2\,\Pi}{\Lambda}$$ Vecteur d'onde spatial

$$m = \frac{2\,R\,S}{R^2 + S^2}$$ Taux de modulation des franges

Si la constante de temps d'enregistrement de l'hologramme à saturation est grande comparée à la période T ($\tau_e >> T$), l'expression ci-dessus, après développement en série de fonctions de BESSEL, se simplifie car le cristal n'enregistre que le terme (11) :

$$I\,(x,y,t) = I_o\,(x,y,t)\,[1 + m\,J_o\,(b)\,\cos\,(Kx + \delta\omega_o\,t)]$$

$J_o\,(b)$ est la fonction de BESSEL d'ordre zéro.

La modulation d'indice photoinduite par un tel éclairement est donnée par la relation :

$$\Delta n = m\,C\,E_o\,J_o\,(b) \int_o^t \cos\,(Kx + \delta\omega_o\,t')\,\exp\,(-\frac{t - t'}{\tau_e})\,dt'$$

$\delta\,(t) = \exp\,(-\,t/\,\tau_e)$ est la réponse impulsionnelle du cristal et C une constante de proportionnalité qui dépend des caractéristiques intrinsèques du matériau.
L'intégration permet de trouver l'amplitude de la composante de la modulation d'indice déphasée de $\Pi/2$:

$$\Delta n_2 = m\,C\,E_o\,\frac{Kv\,\tau_e}{1 + K^2\,v^2\,\tau_e^2}\,J_o\,(b)$$

$$v = \frac{\delta\omega_o}{K}$$ Vitesse de défilement des franges

L'intensité transmise dans l'onde objet pour un rapport entre les faisceaux d'enregistrement $\beta << 1$ et un couplage d'onde relativement faible, s'exprime par :

$$I_S(x,y) = I_{st}(x,y) \exp\left[\frac{4\pi C E_o}{\lambda_o \cos\theta} \frac{Kv\tau_e}{1 + K^2 v^2 \tau_e^2} J_o(b)\right]$$

$I_{st}(x,y)$ est l'intensité à la sortie du cristal lorsque la phase du faisceau objet n'est pas modulée, et sans transfert d'énergie. Quand la structure diffuse est en vibration, l'image contient des parties noires correspondant aux zéros de la fonction $J_o(b) = J_o\left(\frac{4\Pi a}{\lambda_o}\right)$

a est l'amplitude locale de l'excitation.

L'interférométrie par moyenne dans le temps, à l'aide du couplage deux ondes dans les cristaux BSO, s'avère être une technique intéressante et simple de contrôle non destructif en temps réel. La planche II.B. illustre les modes de vibration d'une membrane de haut-parleur excitée à différentes fréquences. Ces résultats sont obtenus grâce au montage holographique de la figure 17, avec un champ électrique appliqué au matériau $E_o = 10\ kVcm^{-1}$ (11).

V.3. Propriétés de polarisation et dynamique du cristal

Aucun modèle théorique n'a été développé jusqu'à présent pour étudier complètement les différents états de polarisation des faisceaux incidents et diffractés dans les milieux photorefractifs, en mixage quatre ondes ou deux ondes. Néanmoins, des propriétés importantes sont mises en évidence par des mesures expérimentales. L'analyse du comportement d'un matériau, à la fois biréfringent et optiquement actif, est décrit dans les références (8,20,21); mais dans le cadre d'une généralisation des modèles proposés, une variation sinusoïdale de l'indice de réfraction devrait être considérée. Le cas des cristaux épais BSO est assez complexe car, non seulement l'activité optique est importante

THOMSON-CSF
LCR

(ρ_o = 38° mm^{-1} à λ_o = 514 nm), mais la polarisation rectiligne verticale incidente devient elliptique sous l'effet de la biréfringence induite par le champ de charge d'espace (figure 18).

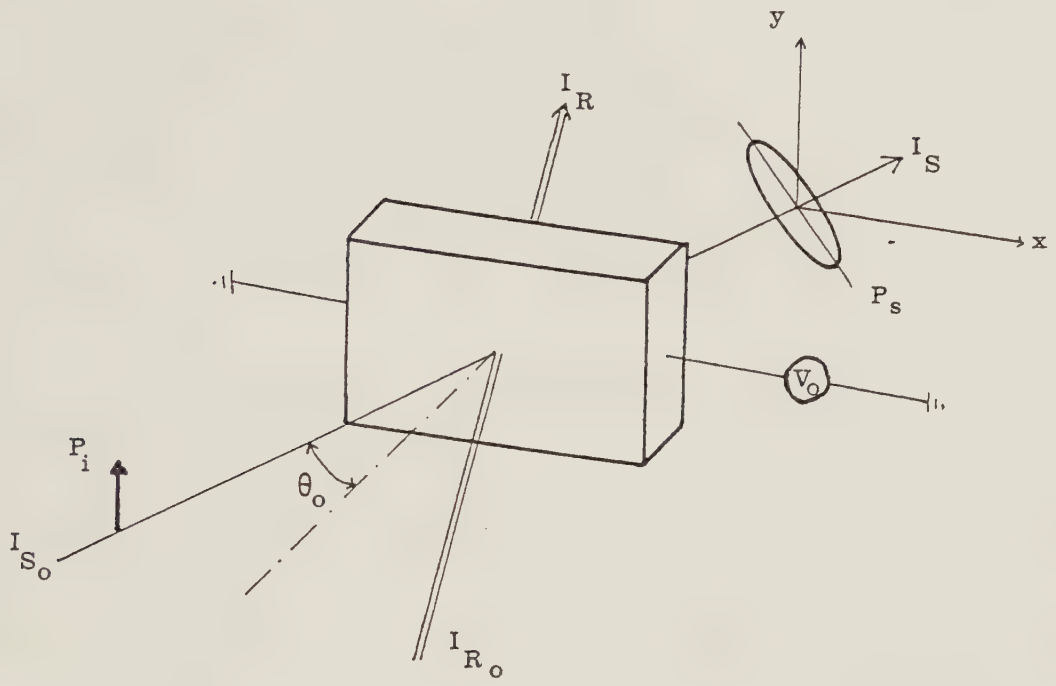


Figure 18 : Etats de polarisation du faisceau objet avant (P_i) et après (P_S) traversée du cristal BSO.

Le tableau ci-dessous donne les ellipticités pour différentes épaisseurs du matériau :

	E_o	0	6 kV.cm^{-1}	
	v	0	0	v_o
ℓ = 3 mm	e	0,07 %	1 %	5 %
ℓ = 6 mm	e	0,5 %	0,5 %	1,5 %
ℓ = 10 mm	e	0,2 %	0,2 %	0,4 %

L'ellipticité est maximale lorsque la vitesse de défilement des strates est optimisée. La longueur d'intéraction ℓ= 3 mm donne des variations importantes de e. Dans ce cas, si un polariseur linéaire est orienté suivant le petit axe, la composante continue du signal est supprimée et le contraste de l'image diffractée dans un montage à mixage deux ondes est nettement amélioré.

Le dispositif de contrôle non destructif en temps réel, par transfert d'énergie, est illustré par la planche III.B., où un polariseur est placé entre le tube vidicon et le support photosensible. Les interférogrammes par moyenne dans le temps, d'objets diffus (membrane de haut-parleur), sont donnés dans la planche IV.B., pour un cristal BSO de dimensions 10 x 10 x 3 mm^3. La visualisation des modes de vibrations est pratiquement instantanée.

THOMSON-CSF
L C R

VI - CONCLUSION

Les supports photosensibles BSO ont une réponse non locale qui se traduit par un déphasage entre le réseau des franges d'illumination et le réseau holographique photoinduit. La modulation d'indice ainsi créée, introduit une non linéarité dans le modèle proposé par KUKHTAREV et al. L'aspect physique de ce concept se caractérise par un transfert stationnaire d'énergie entre les deux ondes d'enregistrement, et une variation de leurs phases respectives. Ce phénomène, dû essentiellement à la composante du réseau holographique déphasée de $\Pi/2$ par rapport à l'éclairement, s'explique par l'auto-diffraction qui est constructive, ou destructive, selon la position relative des vecteurs d'ondes incidents et l'orientation cristallographique.

Le gain sur l'intensité du faisceau "accepteur" est détectable lorsque le réseau d'indice photoinduit par les deux ondes d'enregistrement et celui créé par la partie transmise par le cristal et son diffracté sont rigoureusement en phase. L'expression du gain exponentiel ($\Gamma = 4\ \Pi\ \Delta n_s\ \sin\psi / \lambda_o\ \cos\theta$) montre l'importance de la modulation d'indice à saturation qui est de l'ordre de $\Delta n_s \simeq 10^{-5}$ pour les cristaux BSO. Néanmoins, par "drift" et grâce au déplacement des franges d'interférence à vitesse constante, le déphasage peut être contrôlé et optimisé. A l'aide de cette technique, l'amplification du faisceau signal est possible lorsque la condition $\Gamma > \alpha$ est satisfaite ($I_S = 1{,}5\ I_{S_o}$ à $E_o = 10\ kV.cm^{-1}$)

Le transfert d'énergie s'effectue aussi lorsque l'onde objet est constituée de plusieurs fréquences spatiales (image complexe ou structure diffuse). Le dispositif holographique de couplage deux ondes, d'une grande simplicité, est bien adapté aux opérations de traitement d'informations optiques, telles que l'amplification d'un signal cohérent et le contrôle non destructif en temps réel. Les résultats de l'analyse des modes de vibration d'une membrane de haut-parleur ouvrent de nouvelles perspectives à l'application de cette méthode à des structures diffuses de grandes dimensions.

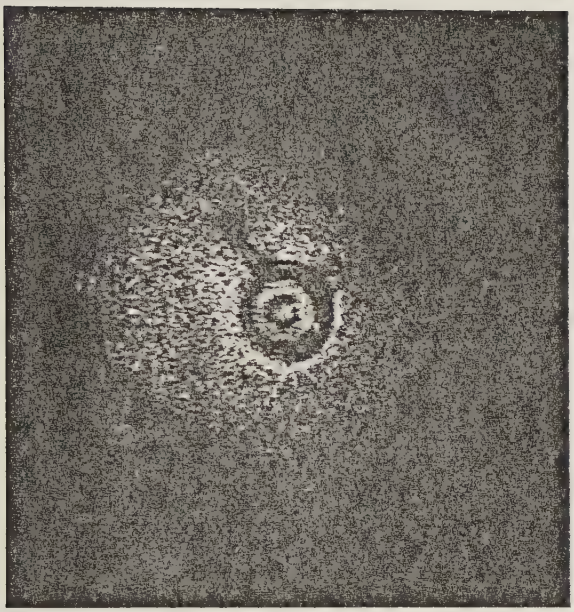
D'autre part, l'influence du couplage d'onde sur le mixage quatre ondes n'est pas négligeable puisqu'elle peut améliorer notablement la réflectivité du front d'onde conjugué. Les premières mesures sont encourageantes car des valeurs de $\eta = 30$ % ont été atteintes dans l'orientation Γ_{max}, avec déplacement des strates et $E_o = 8\ kVcm^{-1}$. Dans ces conditions, les expériences de conjugaison de phase dans les cristaux dynamiques BSO prennent également un grand intérêt.

THOMSON-CSF
LCR

PLANCHE IB

AMPLIFICATION DE L'IMAGE D'UNE STRUCTURE DIFFUSE PAR MIXAGE DEUX ONDES

AMPLIFICATION
PAR COUPLAGE D' ONDES



TRANSMISSION
DU CRISTAL

TRANSFERT
D' ENERGIE
A $V \neq 0$

THOMSON-CSF
LCR

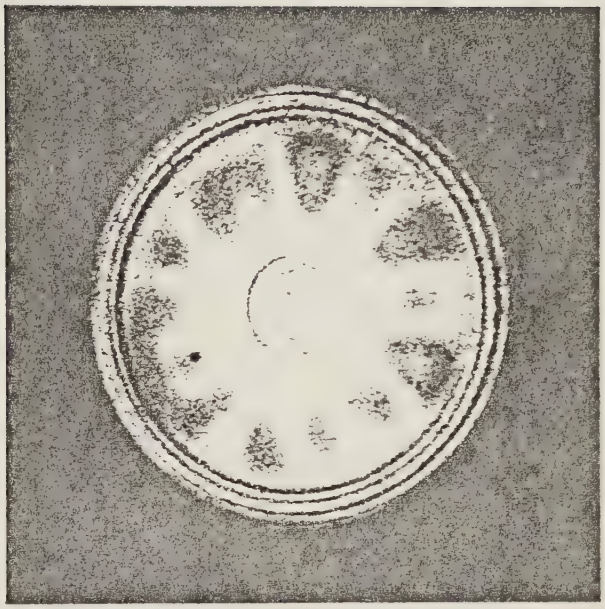
PLANCHE IIB

VISUALISATION DES MODES DE VIBRATIONS D'UNE MEMBRANE DE HAUT-PARLEUR PAR INTERFEROMETRIE EN TEMPS REEL DANS UN MONTAGE DE MIXAGE DEUX ONDES

ANALYSE DES MODES DE VIBRATIONS

COUPLAGE A $V = 0$

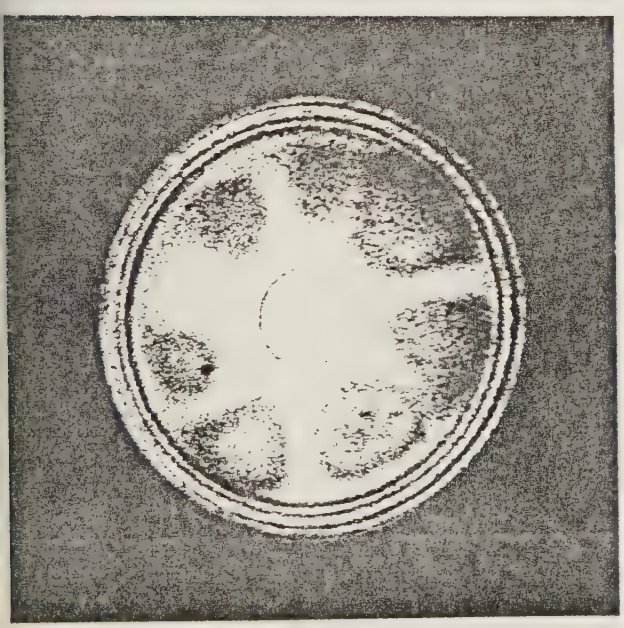
$F = 2{,}2$ kHz



COUPLAGE A $V \neq 0$

$F = 2{,}2$ kHz

$V_{cc} = 0{,}6$ v



$V \neq 0$

$F = 1{,}6$ kHz

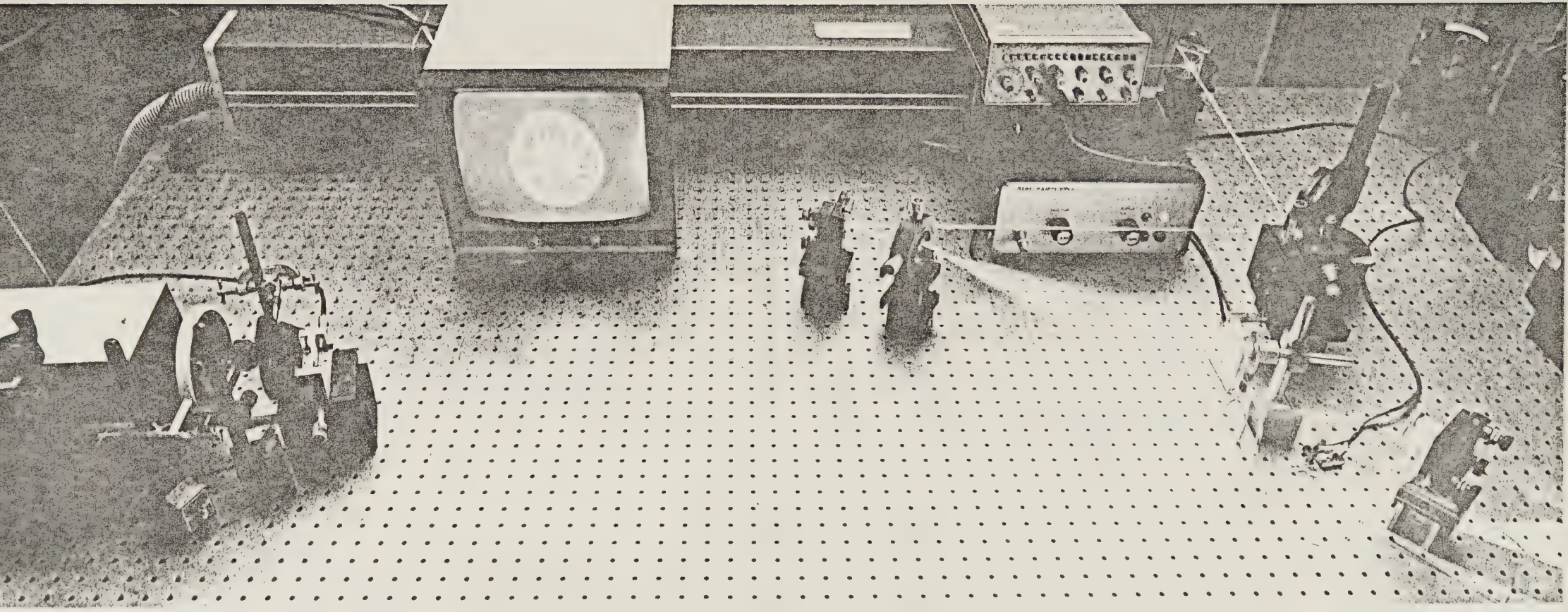
$V \neq 0$

$F = 2{,}6$ kHz

THOMSON-CSF
LCR

PLANCHE III B

DISPOSITIF DE CONTROLE NON DESTRUCTIF EN TEMPS REEL PAR MIXAGE DEUX ONDES



THOMSON-CSF
LCR

PLANCHE IVB

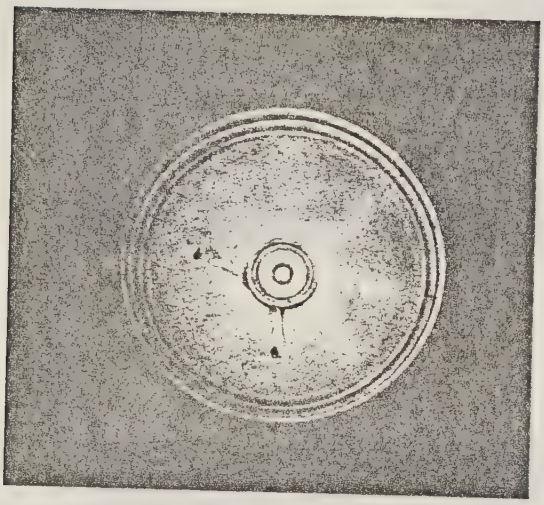
VISUALISATION DE MODES DE VIBRATIONS

PAR COUPLAGE DEUX ONDES

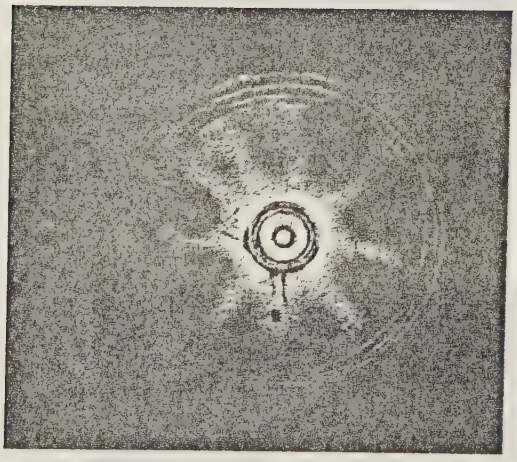
AMELIORATION DU CONTRASTE DES FRANGES

Modes de vibrations en couplage deux ondes

F = 1,8 KHz

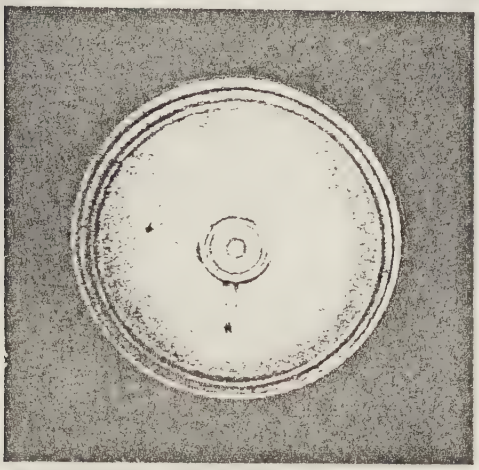


sans polariseur

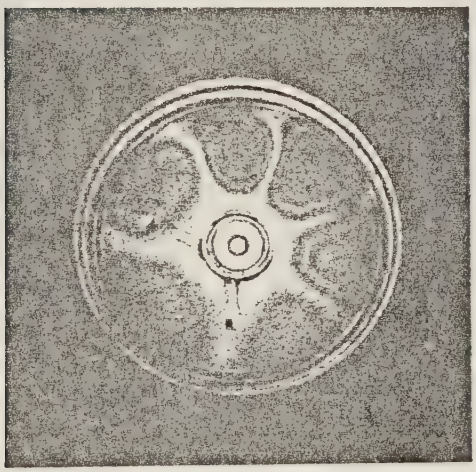


avec polariseur

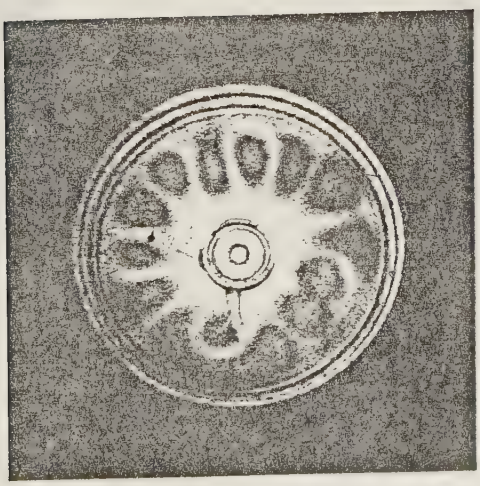
Modes de vibrations en couplage deux ondes



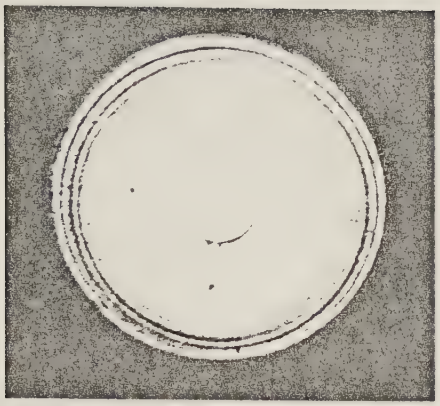
F = 0



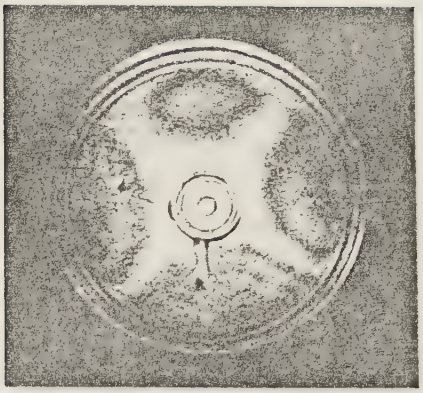
F = 1,6 KHz



F = 2,4 KHz

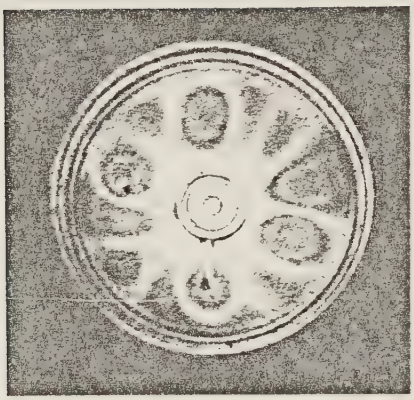


F = 0

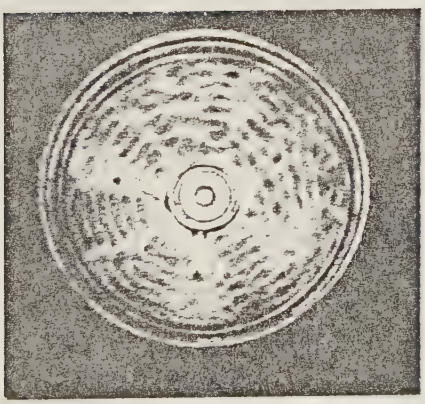


F = 350 Hz

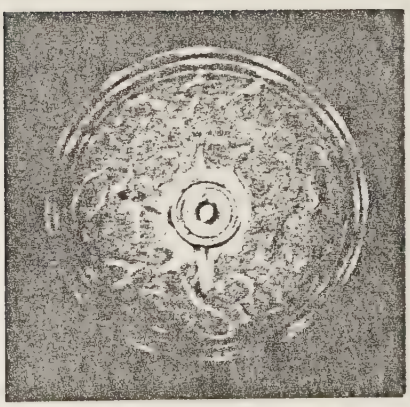
F = 1,5 KHz



F = 2 KHz



F = 7,3 KHz



F = 8,6 KHz

THOMSON-CSF

L C R

BIBLIOGRAPHIE

PREMIERE PARTIE

(1) S.L. HOU, R.B. LAUER and R.E. ALDRICH
"Transport processes of photoinduced carriers in $Bi_{12}SiO_{20}$"
J. Appl. Phys. 44, 2652 (1973)

(2) M. PELTIER and F. MICHERON
"Volume hologram recording and charge transfer process in $Bi_{12}SiO_{20}$ and $Bi_{12}GeO_{20}$".
J. Appl. Phys. 48, 3683 (1977)

(3) S.M. RYVKIN
"Photoelectric effect in semiconductors"
Consultants Bureau - New York (1964)

(4) J.P. HUIGNARD, J.P. HERRIAU et F. MICHERON
"Les matériaux électrooptiques photosensibles pour le stockage holographique d'informations".
Revue technique THOMSON-CSF, 8, 671 (1976)

(5) A. YARIV
"Introduction to optical electronics - Second edition
Holt, Rinehart and Winston (1976)

(6) M.G. MOHARAM, T.K. GAYLORD, R. MAGNUSSON and L. YOUNG
"Holographic grating formation in photorefractive crystals with arbitrary electron transport lengths".
J. Appl. Phys. 50, 5642 (1979)

(7) L. YOUNG, W.K.Y. WONG, M.L.W. THEWALT, and W.D. CORNISH
"Theory of formation of phase holograms in lithium niobate"
Appl. Phys. Letters, 24, 264 (1974)

THOMSON-CSF

L C R

(8) N.V. KUKHTAREV, V.B. MARKOV, S.G. ODULOV, M.S. SOSKIN and, V.L. VINETSKII
"Holographic storage in electrooptic crystals. Steady state".
Ferroelectrics 22, 949 (1979)

(9) D.L. STAEBLER and J.J. AMODEI
"Coupled-wave analysis of holographic storage in $LiNbO_3$"
J. Appl. Phys. 43, 1042 (1972)

(10) P. GUNTER and F. MICHERON
"Photorefractive effects and photocurrents in $KNbO_3$: Fe"
Ferroelectrics 18, 27 (1978)

(11) H. KOGELNIK
"Coupled wave theory for thick hologram gratings"
B.S.T.J. 48, 2909 (1969)

(12) B.I. STEPANOV, E.V. IVAKIN, and A.S. RUBANOV
"Recording two-dimensional and three-dimensional dynamic holograms in transparent substances".
Sov. Phys. - Dokl 16, 46 (1971)

(13) A. YARIV
"Phase conjugate optics and real-time holography"
I.E.E.E. J. Quant. Elect. QE 14, 650 (1978).

(14) J.P. HUIGNARD, J.P. HERRIAU, P. AUBOURG and, E. SPITZ
"Phase conjugate wavefront generation via real-time holography in $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals".
Opt. Letters. 4, 21 (1979)

(15) J.P. HUIGNARD, J.P. HERRIAU, G. RIVET and, P. GUNTER
"Phase conjugation and spatial frequency dependence of wavefront reflectivity in $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals".
Opt. Letters, 5, 102 (1980)

THOMSON-CSF

L C R

(16) J.P. HERRIAU
"Enregistrement holographique dans les materiaux électrooptiques photosensibles".
Thèse soutenue au C.N.A.M. le 28 Octobre 1976

(17) J.P. HUIGNARD and J.P. HERRIAU
"Real-time double exposure interferometry with $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals in transverse electrooptic configuration"
Appl. Opt. 16, 1807 (1977)

(18) J.P. HUIGNARD and J.P. HERRIAU
"Real-time coherent edge reconstruction with $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals".
Appl. Opt. 17, 2671 (1978)

(19) L. PICHON and J.P. HUIGNARD
"Dynamic joint-Fourier-Transform correlator by Bragg diffraction in photorefractive $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals".
Optics Comm. 36, 277 (1981)

(20) J.P. HERRIAU, J.P. HUIGNARD and , P. AUBOURG
"Some polarization properties of volume holograms in $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals and applications".
Appl. Opt. 17, 1851 (1978)

(21) L. PICHON
"Traitement optique d'informations en temps réel sur des supports photosensibles d'oxyde de Bismuth silicium. Correlation de signaux bidimensionnels".
Thèse soutenue à l'Institut d'Optique d'Orsay
le 3 Juillet 1981.

(22) R.L. POWELL and K.A. STETSON
"Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction".
J.O.S.A. 55, 1593 (1965)

(23) OSTROVSKY, BUTUSOV and OSTROVSKAYA
"Interferometry by holography".
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New-York (1980)

(24) C.C. ALEKSOFF
"Holographic non-destructive testing"
Academic Press, pp 247-263 (1974)

(25) A. MARRAKCHI, J.P. HUIGNARD and J.P. HERRIAU
"Application of phase conjugation in $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals to mode pattern visualisation of diffuse vibrating structures".
Optics. Comm. 34, 15 (1980)

(26) A. KOZMA and C.R. CHRISTENSEN
"Effects of speckle on resolution"
J.O.S.A. 66, 1257 (1976)

(27) N. GEORGE, C.R. CHRISTENSEN, J.S. BENNETT and B.D. GUENTHE
"Speckle noise in displays".
J.O.S.A., 66, 1282 (1976)

(28) J.W. GOODMAN
"Some fundamental properties of speckle".
J.O.S.A., 66, 1145 (1976)

(29) J.P. HUIGNARD, J.P. HERRIAU, L. PICHON and A. MARRAKCHI
"Speckle-free imaging in four wave mixing experiments with $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals".
Opt. Letters, 5, 436 (1980)

THOMSON-CSF
L C R

BIBLIOGRAPHIE

DEUXIEME PARTIE

(1) D.L. STAEBLER, J.J. AMODEI
"Coupled-wave analysis of holographic storage in $LiNbO_3$"
J. Appl. Phys. 43, 1042 (1972)

(2) J. FEINBERG, D. HEIMAN, A.R. TANGUAY, R.W. HELLWARTH
"Photorefractive effects and light-induced charge migration in barium titanate".
J. Appl. Phys. 51, 1297 (1980)

(3) N. KUKHTAREV, S. ODULOV
"Degenerate four-wave mixing in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$"
Optics Comm. 32, 183 (1980)

(4) A. KRUMINS, P. GUNTER
"Diffraction efficiency and energy transfer during hologram formation in reduced $KNbO_3$"
Sov. Phys. Usp. 22 (9), 742 (1979)

(5) N. KUKHTAREV, V.MARKOV, S. ODULOV
"Transient energy transfer during hologram formation in $LiNbO_3$ in external electric-field"
Optics. Comm. 23 , 338 (1977)

(7) A. MARRAKCHI, J.P. HUIGNARD, P. GUNTER
"Diffraction efficiency and energy transfer in two-wave mixing experiments with $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals".
Appl. Phys. 24, 131 (1981).

THOMSON-CSF
LCR

(8) L. PICHON
"Traitement optique d'informations en temps réel sur des supports photosensibles d'oxyde de bismuth silicium. Corrélation de signaux bidimensionnels".
Thèse soutenue à L'Institut d'Optique d'Orsay le 3 juillet 1981.

(9) N.V. KUKHTAREV, V.B. MARKOV, S.G. ODULOV, M. S.SOSKIN, V.L. VINETSKII
"Holographic storage in electrooptic crystals".
Ferroelectrics 22, 949 et 961 (1979)

(10) V. MARKOV, S. ODULOV, M. SOSKIN
"Dynamic holography and optical image processing".
Optics and Laser Technology, 11, 95 (1979)

(11) W.D. CORNISH, L. YOUNG
"Influence of multiple internal reflections and thermal expansion on the effective diffraction efficiency of holograms stored in lithium niobate".
J. Appl. Phys. 46, 1252 (1975)

(12) M. PELTIER, F. MICHERON
"Volume hologram recording and charge transfer process in Bi_{12} Si O_{20} and Bi_{12} Ge O_{20}".
J. Appl. Phys. 48, 3683 (1977)

(13) J.P. HERMANN, J.P. HERRIAU, J.P. HUIGNARD
"Nanosecond four-wave mixing and holography in BSO crystals".
Appl. Optics. 20, 2173 (1981)

THOMSON-CSF

L C R

(14) M.G. MOHARAM, T.K. GAYLORD, R.M. MAGNUSSON
"Holographic grating formation in photorefractive crystals with arbitrary electron transport lengths".
J. Appl. Phys. 50, 5642 (1979)

(15) YU.A. ANAN'EV
"Possibility of dynamic correction of wave fronts"
Sov. J. Quant. Electron. 4, 929 (1975)

(16) H. KOGELNIK
"Coupled wave theory for thick hologram gratings"
B.S.T.J. 48, 2909 (1969)

(17) V. KONDILENKO, V. MARKOV, S. ODULOV, M. SOSKIN
"Diffraction of coupled waves and determination of phase mismatch between holographic grating and fringe pattern".
Optica acta, 26, 239 (1979)

(18) J.P. HUIGNARD, A. MARRAKCHI
"Coherent signal beam amplification in two-wave mixing experiments with photorefractive Bi_{12} Si O_{20} crystals"
Optc. Comm. 38, 249 (1981)

(19) J.P. HUIGNARD, A. MARRAKCHI
"Two-wave mixing and energy transfer in Bi_{12} Si O_{20} crystals. Application to image amplification and vibration analysis".
Accepté pour publication dans Optics Letters.

(20) H. HARMS, A. PAPP, K. KEMPTER
"Magnetooptical properties of index-gradient optical fibers".
Appl. Optics 15, 799 (1976)

(21) W.J. TABOR, F.S. CHEN
"Electromagnetic propagation through materials possessing both Faraday rotation and birefringence".
J. Appl. Phys. 40, 2760 (1969).